THESE

présentée
à la FACULTE DES SCIENCES DE PARIS

par

J.M. ETCHETO

pour l'obtention
du titre de
Docteur de l'UNIVERSITE de PARIS

Spécialité : Physique

Mention : Géophysique

1er SUJET : TECHNIQUE EXPERIMENTALE DE MESURE RAPIDE DES DIRECTIONS D'ARRIVEE DE PROTONS DE MOYENNE ENERGIE

÷

2ème SUJET : DETECTION DES PARTICULES DE TRES BASSE ENERGIE

Soutenue le 20 décembre 1971 devant la commission d'examen.

Président J. DELLOUE

Examinateur R. GENDRIN

Examinateur J.C. MARCHAIS

T H E S E

présentée à

la Faculté des Sciences de Paris

par

J. M. ETCHETO

pour l'obtention du titre de
Docteur de l'Université de Paris

Spécialité Physique
Option : Géophysique

1er sujet : Technique expériementale de mesure rapide des directions d'arrivée de protons de moyenne énergie.

2è sujet : Détection des particules de très basse énergie.

Soutenue le 20 Décembre 1971 devant la Commission d'examen composée de Messieurs

J. DELLOUE : Président
R. GENDRIN : Examinateur
J. C. MARCHAIS : Examinateur

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

REMERCIEMENTS

Je remercie Monsieur le Professeur DELLOUE d'avoir bien voulu accepter de superviser ce travail et d'avoir patronné cette thèse.

Je remercie Monsieur HIEBLOT Directeur du Groupe de Recherches Ionosphériques dans le laboratoire duquel ce travail a pu être mené à bien.

Je porte une particulière reconnaissance à Monsieur GENDRIN qui a eu l'idée de cette expérience, qui m'a accordé son soutien et m'a fait profiter de ses compétences tant dans le domaine des manipulations de laboratoire qu'au cours de la rédaction de cette thèse.

Ce travail est en fait le travail d'une équipe dont j'ai été l'élément le plus permanent. Il est donc juste d'y associer étroitement Madame ETCHETO et Monsieur DE LA PORTE DES VAUX qui ont pris une part importante durant la phase de définition comme durant les essais.

Je remercie enfin tous mes collègues, dessinateurs ou mécaniciens, ainsi que les personnes responsables des accélérateurs de STRASBOURG et LANNION pour leur efficacité et la gentillesse dont ils ont fait preuve à mon égard.

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41543511_0018

PLAN

Pages

I - ASPECT SCIENTIFIQUE

1.1. - La magnétosphère - Population 1
1.2. - Mouvement des particules 4

1.2.1. - Mouvement d'une particule soumise à un champ magnétique - l'angle d'attaque
Application numérique appliquée à la magnétosphère
1.2.2. - Phénomène d'oscillation 6
1.2.3. - de perte 7
1.2.4. - Phénomène de dérive 8
1.2.5. - Distorsion dans le champ magnétique 9
1.2.6. - Intéraction entre ondes et particules 9
Piègeage 10

1.3. - Intérêt de connaître l'angle d'attaque 10
1.4. - Expériences précédentes 11
1.5. - Possibilité d'utiliser une jonction à localisation de position 12
Schéma de principe 12

II - ASPECT TECHNIQUE 14

2.1. - Performances attendues 15

2.1.1. - Calcul d'erreur 15
2.1.2. - Erreur de géométrie 16
2.1.3. - Facteur géométrique 18

2.2. - Technique électronique 24

2.2.1. - Schéma détaillé de l'expérience 25
Explications
2.2.2. - Résolution d'une chaine de spectrométrie 27
2.2.3. - Les capteurs - Les détecteurs à barrière de surface 29
Les détecteurs à localisation de position
2.2.4. - Le préamplificateur de charge 37
2.2.5. - L'amplificateur de mise en forme 50
2.2.6. - Les portes analogiques 56
2.2.7. - L'allongeur d'impulsion 56
2.2.8. - Division d'impulsion 62
2.2.9. - Test de l'ensemble électronique : Résultats d'essais 64

III - RESULTATS D'EXPERIENCES 67

3.1. - Introduction 68
3.2. - Moyens d'essais 68
3.3. - Essais avec générateur 71
3.4. - Essais avec source 73
3.5. - Essais sous accélérateur 74
3.6. - Conclusion. 83

INTRODUCTION

Les caractéristiques de la magnétosphère sont impossibles à reproduire en totalité au sol. Aussi, dès que des moyens spatiaux furent mis à la disposition des géophysiciens, leur permettant de porter leurs expériences dans la magnétosphère, des progrès très rapides ont été faits dans ce domaine. Des expériences de plus en plus élaborées sur lesquelles s'appuient les chercheurs pour confirmer leurs théories, se multiplient. Parmi celles-ci, la notre a pour but de mieux connaître l'angle d'attaque de protons d'origine solaire, qui pénétrant dans la magnétosphère acquièrent des mouvements extrêmement complexes, dépendant entre autres de cet angle d'attaque.

La connaissance de ses variations rapides pour différentes particules (distribution) a donc un grand intérêt, et plusieurs expériementateurs se sont attachés à résoudre ce problème. Les résultats acquis ce jour n'épuisent pas le sujet, et c'est pour tenter de progresser que nous avons pensé utiliser un détecteur de particules dit : à localisation de position.

Sa mise en oeuvre a l'avantage d'une relative simplicité électronique permettant de connaitre rapidement à la fois l'angle d'arrivée et l'énergie de la particule incidente. D'autres méthodes ont aussi ces possibilités mais avec une électronique beaucoup plus lourde (détecteurs à plages). Assez récente (1965 pour les premiers modèles), cette jonction a initialement été développée pour la spectrométrie nucléaire. Nous cherchons à connaitre quelles performances on peut en attendre pour résoudre notre problème. C'est donc un travail essentiellement technique, et ses résultats serviront à l'élaboration raisonnable d'une nouvelle expérience.

CHAPITRE I

ASPECT SCIENTIFIQUE

1.1. - La magnétosphère

La terre est pourvue d'un champ magnétique d'origine interne qui la protège des rayonnements particulaires venus de l'espace. On sait depuis une dizaine d'années seulement que l'image des lignes de force s'éloigne notablement de celle d'un dipôle, sous l'action d'un flux permanent de plasma arrivant du soleil (vent solaire). Celui-ci confine le champ magnétique terrestre à l'intérieur d'une cavité appelée magnétosphère (figure 1).

L'action du champ magnétique terrestre est prépondérante à l'intérieur de la magnétosphère, tandis que celle du vent solaire prédomine à l'extérieur. Le champ reste approximativement dipolaire jusqu'à quatre rayons terrestres environ, et se déforme ensuite de plus en plus. La frontière de la magnétosphère du côté jour est à environ dix rayons terrestres par situation calme. La queue de la magnétosphère s'étend beaucoup plus du côté nuit : mille rayons terrestres au moins d'après certains géophysiciens.

Le rayon terrestre sert d'unité et l'on désigne souvent les lignes de force par L_1 = 1 rayon, L_2 = 2 rayons, etc...

Donnons quelques valeurs du champ correspondant dans le plan équatorial pour fixer les idées.

$L_1 = 0{,}314$ gauss

$L_3 = 1{,}16 \times 10^{-2}$ g

$L_{6,6} = 1{,}2 \times 10^{-3}$ g

Notons que le gauss traditionnellement utilisé par les géophysiciens n'est pas normalisé :

1 gauss = 10^{-4} Tesla.

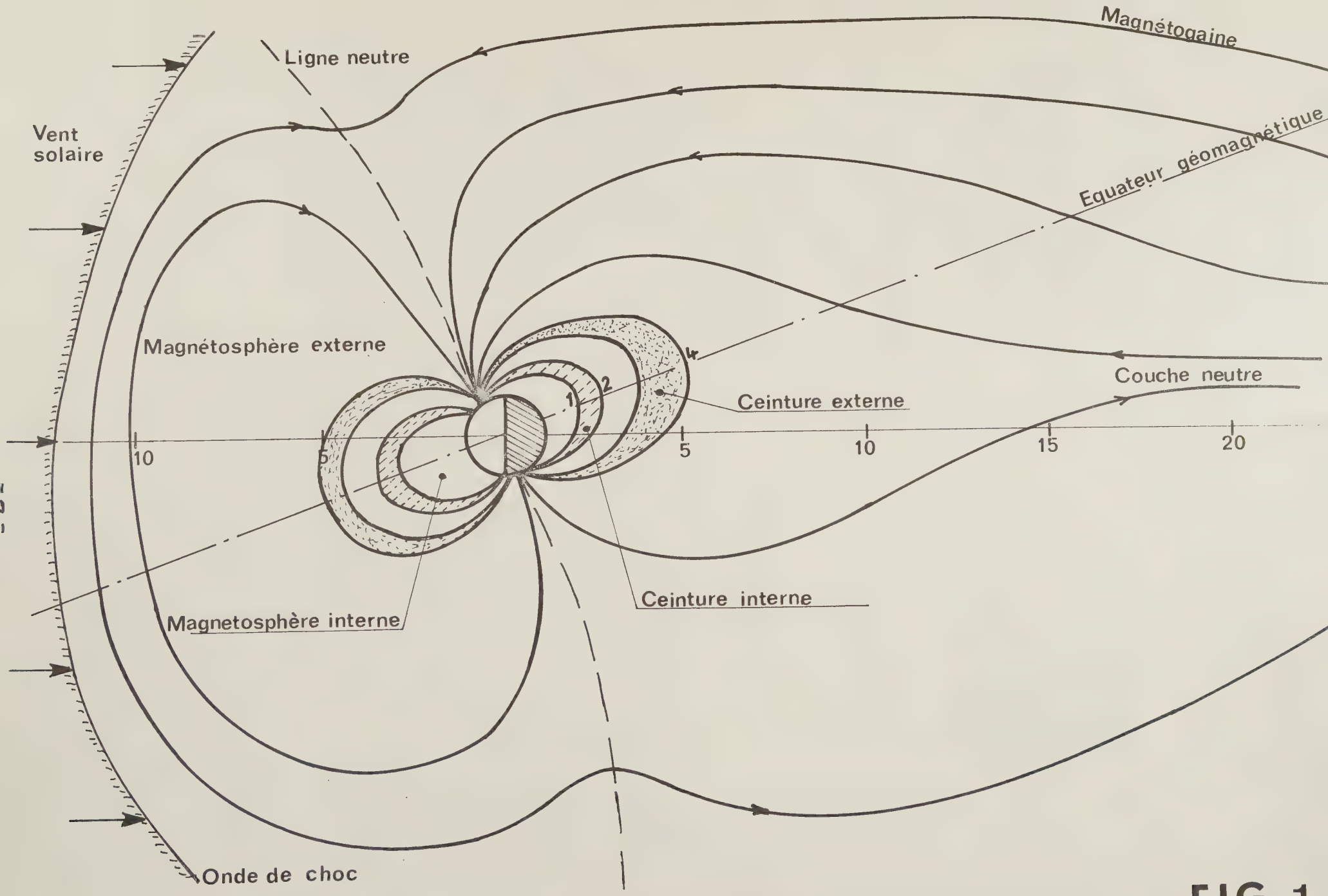
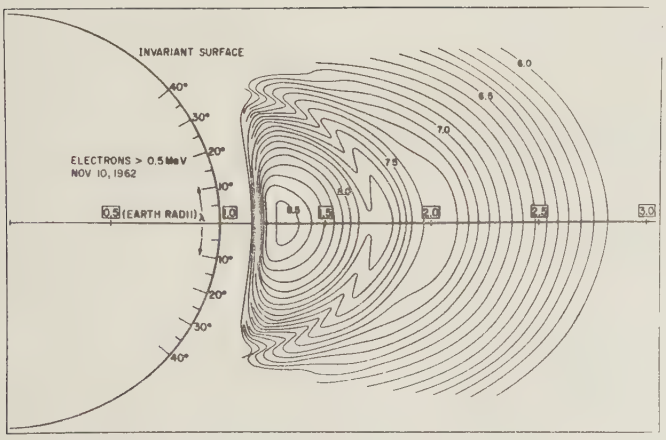

Magnétogaine
Ligne neutre
Vent solaire
Equateur géomagnétique
Magnétosphère externe
Couche neutre
Ceinture externe
1
2
4
10
5
5
10
15
20
Ceinture interne
Magnetosphère interne
Onde de choc

FIG.1

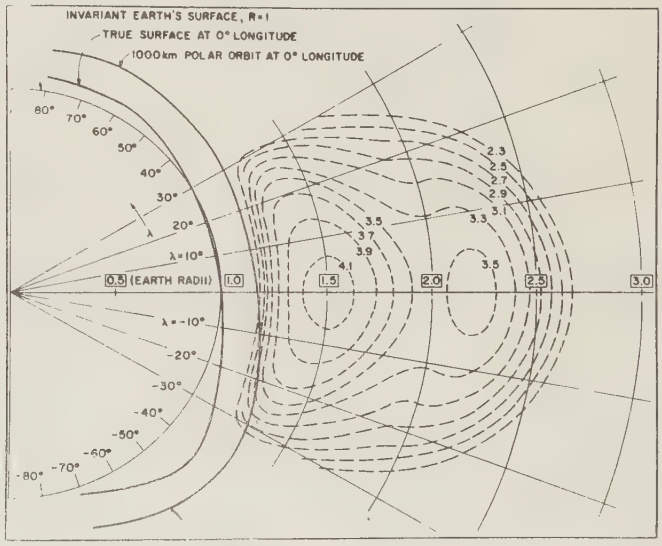
Population

Nous éloignant de la terre, un plasma relativement dense formé d'électrons, de protons et d'ions lourds, constitue l'ionosphère. Puis entre 1 et 5 rayons terrestres, deux coquilles concentriques, plus peuplées en particules chargées énergétiques forment les ceintures de Van Allen. Au-delà on rencontre des particules dont la répartition est organisée par le champ magnétique terrestre comme le montrent les figures 2 et 3. La provenance de ces particules est encore mal connue. On admet cependant que la première ceinture, formée essentiellement de protons de haute énergie (10 à 200 MeV) est le résultat de la collision de protons cosmiques très énergétiques avec l'atmosphère. Dans la zone externe de la magnétosphère, c'est-à-dire à partir de la deuxième ceinture de Van Allen, on trouve surtout des électrons provenant du vent solaire qui ont été accélérés jusqu'à des énergies de l'ordre de 100 keV par des processus encore mal connus. Des expériences ont prouvé que la durée de vie de certaines particules pouvait atteindre des années. Les principaux processus de perte résultent de collisions avec les couches de l'atmosphère, ceci principalement dans la zone interne de la magnétosphère, et d'interactions avec les ondes électromagnétiques ou électrostatiques dans la magnétosphère externe. Toutes ces particules de nature et d'énergie différentes plongées dans le champ magnétique terrestre vont être animées de mouvements complexes dont nous allons essayer de donner une idée.



ELECTRONS

FIG.2



PROTONS

FIG.3

1.2. - Mouvement des particules

1.2.1. - Particule soumise à un champ rectiligne uniforme

La force qui s'exerce sur une particule de charge q, de vitesse v, plongée dans un champ magnétique B, est :

$$\vec{F} = q\vec{v} \wedge \vec{B}$$

Si on choisit un trièdre tel que B soit parallèle à z et que l'on projette v sur les trois axes, on obtient :

$$f_x = - qv_y B \qquad v_\perp^2 = v_x^2 + v_y^2$$

$$f_y = qv_x B \qquad v_{//} = v_z$$

$$f_z = 0$$

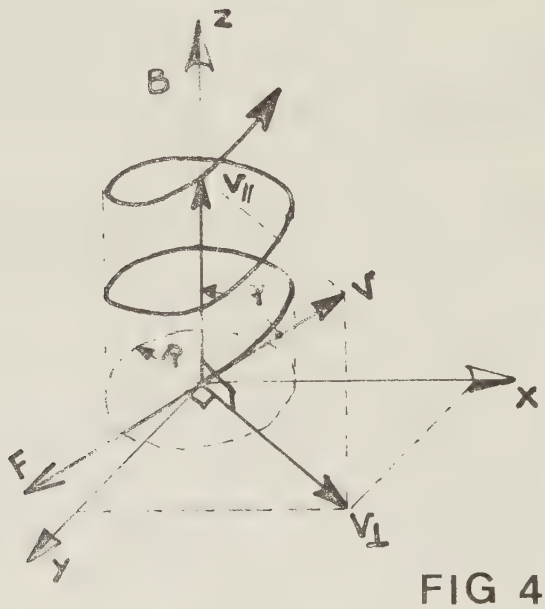


FIG 4

La particule va décrire un cercle dans le plan xy, c'est le mouvement cyclotron.

Comme $f_z = 0$ la particule va aussi suivre son chemin à une vitesse constante

$$v = v_z$$

Le mouvement résultant, combinaison des 2 précédents, sera une hélice axée sur B (figure 4).

Le cercle de base a pour rayon

$$r = \frac{m\, v_\perp}{qB}$$ décrit à la vitesse angulaire

$$\omega_B = \frac{qB}{m}$$

On peut alors définir l'angle d'attaque par

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{v_\perp}{v_\parallel}$$

Il reste constant au cours de la rotation, si le champ magnétique est homogène.

Si $v_\parallel$ est nul, la particule étant injectée dans un plan perpendiculaire à B, $\alpha = \frac{\pi}{2}$, l'hélice se réduit à un cercle. Le mouvement cyclotron est conservé avec les formules précédentes.

Si $v_\perp$ est nul, $\alpha = 0$, v_x et $v_y = 0$, $f_z = 0$ la seule composante de v est $v_\parallel$. La particule n'est soumise à aucune force et suit son chemin rectiligne à vitesse constante.

Résumés ces trois cas bien connus, donnons quelques ordres de grandeurs appliqués à la magnétosphère d'après HESS (1965).

		L = 1,3 (2 000 km)		L = 4 (19 000 km)	
Energie		r_B m	f_B sec^{-1}	r_B km	f_B sec^{-1}
Electrons	50 keV	50	$4\ 10^5$	1,4	$1,4\ 10^4$
	1 MeV	320	$1,4\ 10^5$	9	$5\ 10^3$ *
Protons	1 MeV	10^4	$2,5\ 10^2$	$2,8\ 10^2$	9
	10 MeV	$3\ 10^4$	$2,4\ 10^2$	$8,48\ 10^2$	8,3
	500 MeV	$2,5\ 10^5$	$1,7\ 10^2$	$7\ 10^3$	5,9 *

* Compte tenu des effets relativites

Mais les cas précédents sont théoriques, les lignes de force du champ terrestre ne sont pas rectilignes.

Les tubes de force se rétrécissent vers les pôles, le champ augmente. Il en résulte une première complication dans le mouvement des particules.

1.2.2. - Mouvement d'oscillation (Bounce)

On montre que $\frac{\sin^2 \alpha}{B}$ = constante (1)

Ceci est vrai dans l'approximation adiabatique où le champ varie peu dans l'espace sur une distance de l'ordre de grandeur du rayon de gyration, et dans le temps durant un intervalle de l'ordre de grandeur de la période de gyration. La quantité $\frac{v^2 \sin^2 \alpha}{2B}$ est appelée le premier invariant adiabatique.

Si B varie, α aussi, et dans le même sens. Donc une particule injectée dans un tube de force sous un angle d'attaque α va suivre autour de B une trajectoire hélicoïdale. Mais à mesure que l'on se rapproche de la terre, B augmente α aussi.

Le pas de l'hélice diminue.

Quand α atteint $\frac{\pi}{2}$, le pas de l'hélice s'annule et l'on a une réflexion, d'où le nom de point miroir donné à l'endroit où elle se produit. La valeur du champ B_m au point miroir se déduit de celle en un point où l'angle d'attaque est α par la relation $\frac{1}{B} = \frac{\sin^2 \alpha}{B}$

Le même état de fait se reproduit à l'autre extrémité de la ligne de force. Il s'en suit un mouvement de la particule entre les deux points miroirs. (figure 5).

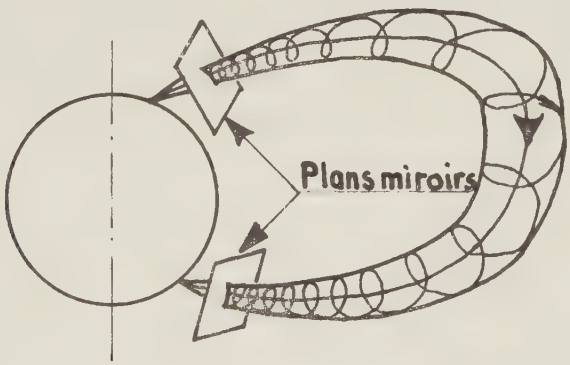


FIG.5

La période d'oscillation pour une ligne de force et une énergie totale déter minée, dépend légèrement de l'angle d'attaque à l'équateur. Elle est d'environ 50 % plus forte pour des particules pour lesquelles α_e est voisin de 0 que pour les partic les pour lesquelles il est voisin de $\frac{\pi}{2}$.

Voici quelques ordres de grandeurs

		Période d'oscillation en sec	
		L = 1,3	L = 4
Electrons	50 keV	0,25	0,77
	1 MeV	0,1	0,31
Protons	1 MeV	2,2	6,77
	10 MeV	0,65	2
	500 MeV	0,11	0,34

1.2.3. - Cône de perte

Une autre conséquence de la formule 1 est la suivante :

Selon l'angle d'injection, des particules vont atteindre d'autant plus vite leur point miroir qu'elles auront été injectées avec des angles d'attaque grands. Ce point miroir sera alors à une altitude d'autant plus élevée. Celles dont le point miroir est dans l'atmosphère (α initial faible) s'y perdront par collision.

Il y a donc un cône limite dit cône de perte tel que toute particule dont la vitesse instantanée est située à l'intérieur est perdue avant de pouvoir effectuer une oscillation complète. Les autres particules peuvent effectuer un très grand nombre d'oscillations et rester "piégées".

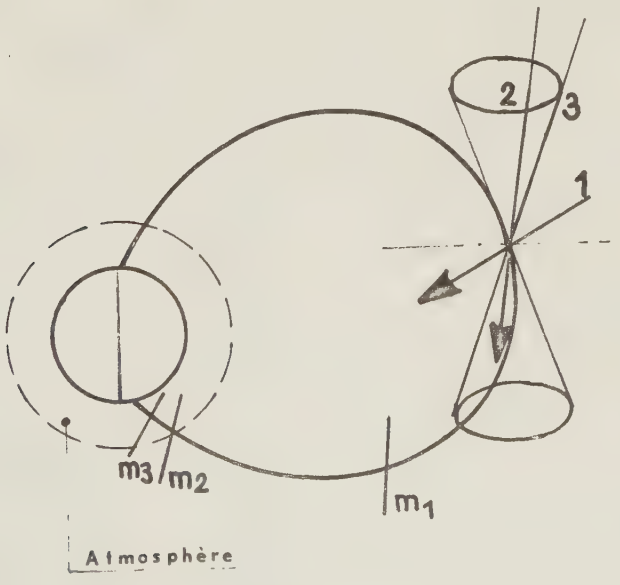
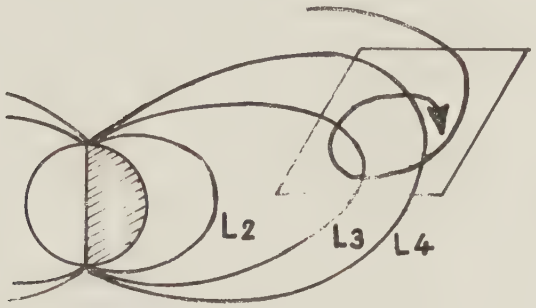


FIG 6

1.2.4. - Phénomène de dérive (drift)

Ceci est une autre complication du mouvement initial. Il est dû au gradient de B. En s'éloignant de la terre, le champ diminue comme $\frac{1}{R^3}$. Donc une particule animée d'un mouvement cyclotron de grand rayon ne verra pas toujours la même valeur absolue



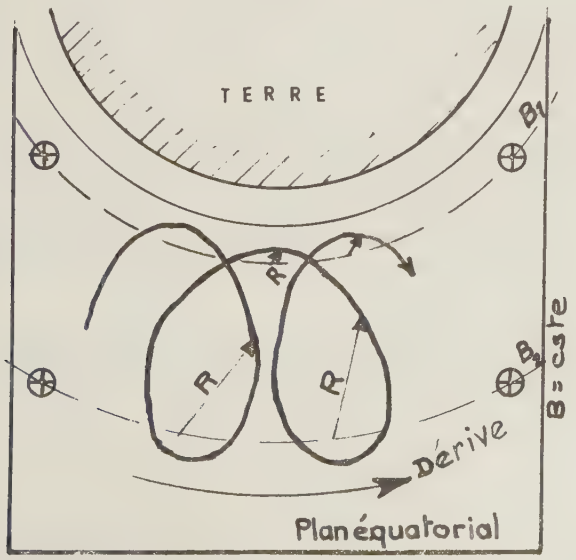
Derive

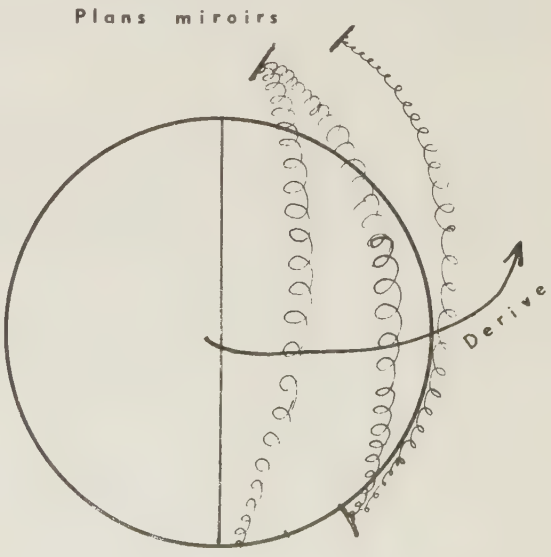
FIG 7

du champ. Le rayon de courbure de la trajectoire va se modifier à mesure que le champ augmente. Afin de simplifier, éliminons l'oscillation entre points miroirs en raisonnant sur une particule d'angle d'attaque égal à $\frac{\pi}{2}$, dont la trajectoire est située dans le plan équatorial. Chaque fois que la particule se rapproche de la terre, le rayon de courbure diminue et augmente lorsqu'elle s'en éloigne.

Il en résulte un mouvement de dérive en longitude de la trajectoire autour de la terre, figure 8 . Cette dérive s'effectue vers l'Est pour les électrons et l'Ouest pour les protons.

Toutefois pour une même énergie, la vitesse de dérive est indépendante de la nature de la particule.





Le tableau ci-dessous donne quelques ordres de grandeurs de la période de dérive pour L 1,3 et L 4 dans le plan équatorial, d'après Hess

		Période en mn	
		L = 1,3	L = 4
Electrons	50 keV	690	224
	1 MeV	53	17
Protons	1 MeV	32	10
	10 MeV	3,2	1
	500 MeV	0,084	0,027

Notons que la courbure des lignes de force dans le plan méridien introduit également une dérive se combinant à la précédente pour des particules ayant un angle d'attaque différente de $\frac{\pi}{2}$. Il en résulte que la période de dérive dépend aussi de l'angle d'attaque équatorial de la particule. Elle est deux fois plus élevée pour $\alpha \neq 0$ que pour $\alpha = 90°$.

1.2.5. - Distorsion du champ magnétique (Shell Splitting)

Le champ magnétique terrestre s'éloignant de celui d'un dipôle, tous les mouvements vont être affectés par cette distorsion. Ce phénomène est connu sous le nom de "Shell Splitting". En particulier la trajectoire dans le plan équatorial du centre de guidage va dépendre de l'angle d'attaque. Deux particules partant du même point dans le méridien de minuit avec des angles différents ne se retrouveront pas à la même distance de la Terre lorsqu'elles auront dérivé jusqu'au méridien de midi.

1.2.6. - Interaction entre ondes et particules

On appelle ainsi les phénomènes qui prennent naissance quand une particule et une onde électromagnétique réagissent l'une sur l'autre. Parmi toutes les ondes électromagnétiques erratiques, de faible amplitude dues aux fluctuations thermiques du milieu, certaines sont susceptibles d'être amplifiées par des particules énergétiques remplissant les conditions suivantes :

a) Dans un repère lié au centre de guidage du mouvement cyclotron, il faut que la vitesse de rotation du champ électrique E de l'onde soit la même que la gyrofréquence de la particule. Ainsi la particule voit le champ électrique E constant et il peut y avoir échange d'énergie. Sinon le travail moyen est nul car le déphasage entre E et $v_\perp$ varie de façon continue.

b) Pour que cet échange d'énergie soit favorable, il faut que la distribution en angle d'attaque soit anisotrope.

Diffusion en angle d'attaque. Elle résulte de l'action d'une onde sur une particule. Donnons un exemple où onde et particule vont en sens opposé. Dans un repère lié à l'onde v_ϕ, son propre champ électrique est nul. Les forces magnétiques ne travaillent pas, le déplacement étant toujours perpendiculaire à cette force, l'énergie de la particule dans ce repère est constante.

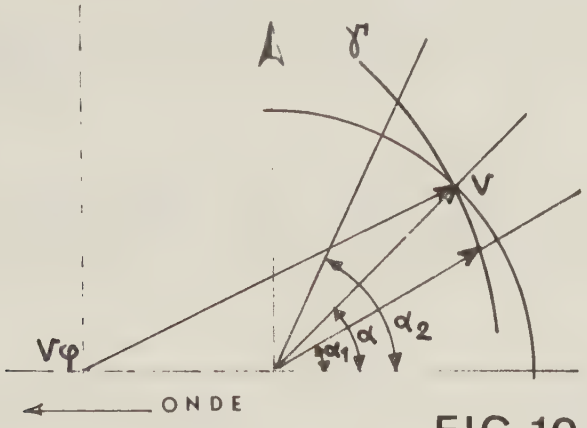


FIG.10

L'extrémité du vecteur vitesse se déplace sur un cercle γ de centre v_ϕ. S'il y a amplification de l'onde, l'énergie de la particule dans son propre repère doit diminuer. Dans le cas de la figure 10, on voit que α doit diminuer aussi et venir en α_1. L'angle d'attaque a varié.

Dans le cas où les particules vont dans le même sens, la proposition précédente s'inverse.

1.2.7. - Onde monochromatique - Piègeage

Si l'onde est à spectre étroit, on assiste à un nouveau phénomène. La particule est piégée dans l'onde. Il n'y a plus d'échange d'énergie, donc pas d'amplification. L'angle d'attaque oscille autour de sa position initiale. Mais au cours de son mouvement d'oscillation entre deux points miroirs, le champ magnétique terrestre augmentant essaye de faire varier l'angle d'attaque comme nous l'avons vu. Quand cette action devient prépondérante il y a dépiègeage, la particule possédant en fait un angle d'attaque égal à son angle initial.

La particule aura donc un point miroir plus bas et on a ainsi un nouveau processus de perte.

1.3. - Intérêt de connaître l'angle d'attaque

Nous avons donné une description sommaire des phénomènes afin que le lecteur non spécialiste de ces questions puisse situer les problèmes et comprendre l'incidence de la variation de l'angle d'attaque dans le temps et sa fonction de distribution, c'est-à-dire la répartition des particules en fonction de leur énergie et de leur angl d'attaque, sur beaucoup de phénomènes géophysiques. Voici quelques exemples d'applications.

- A l'équateur :

Particules d'origine solaire. a) L'angle d'arrivée d'un proton solaire permet l'étud du mécanisme d'injection dans la magnétosphère.

b) La variation de la fonction de distribution au cour de la journée, à une distance géocentrique donnée, permet l'étude de la distorsion du champ magnétique sous l'effet du vent solaire.

- A basse latitude.

Vers les points miroirs, on a vu que l'angle d'attaque augmentait de plus en plus. On a un effet de grossissement de ce qui se passe à l'équateur. On peut ainsi étudier avec beaucoup de précision la distribution dans et au bord du cône de pertes. Ceci est particulièrement important pour l'étude des interactions entre ondes et particules.

Les temps caractéristiques de ces phénomènes sont éminemment variables (entre un jour et une période de gyration). Mais pour les mécanismes les plus intéressants (intéraction entre ondes et particules) la variation dans le temps est très rapide. C'est le besoin d'étudier les variations de la fonction de distribution avec une très bonne résolution en temps qui nous a conduits à cette étude.

1.4. - Expériences précédentes

Parmi les expériences récentes ayant le même but, citons :

1°) L'expérience de L.R. DAVIS (1965) à bord d'Explorer 26. Il utilise un détecteur à scintillation dirigé à 45° de l'axe de rotation du satellite sur lui-même. Selon l'orientation relative du champ magnétique et de l'axe de rotation, le détecteur peut au cours d'une rotation balayer jusqu'à 90° maximum en angle d'attaque. On transmet au sol toutes les 0,3 secondes le nombre de coups accumulés.

Cela permet au cours d'une rotation de 6 secondes de reconstituer en totalité ou en partie la distribution en angle selon l'orientation de l'axe de rotation, par rapport au champ magnétique.

Le spectre en énergie était déterminé en interposant des feuilles métalliques absorbantes d'épaisseurs différentes.

La remarquable simplicité du procédé de balayage est malheureusement en partie compensée par un inconvénient majeur. On ne peut pas connaître les variations rapides de la distribution. Il faut plusieurs rotations pour connaître à la fois la distribution en énergie et en angle. De plus on ne connaît qu'une partie de cette distribution.

2°) Expérience de STEVENS, MARTINA et WHITE (1970) à bord du satellite OV 2-5 presque synchrone. Ils ont utilisé un détecteur à barrière de surface associé à un analyseur d'amplitude à 12 seuils étalés entre 0,06 et 3,3 MeV. Ils utilisent également la rotation du satellite pour balayer en angle 60° en 7 secondes. Ils se heurtent aux mêmes limitations que dans l'expérience précédente.

3°) Citons enfin une expérience originale du MAX PLANCK INSTITUTE de Lindau, basée sur un principe très différent, et destinée à être embarquée sur le satellite géostationnaire ESRO en 1975, EHMERT et PFOTZER, (1970).

Un aimant de géométrie particulière permet de focaliser au même point toute les particules arrivant d'une direction donnée quelle que soit leur énergie, mais en des points différents en fonction de leur angle. Douze détecteurs solides répartis su douze points de localisation, suivis d'analyseurs d'amplitude à seuils, permettent de mesurer la distribution en énergie et en angle. Cette expérience correspondrait totalement au but recherché, notamment vers les basses énergies < 100 KeV, si elle n'étai applicable qu'aux électrons. En effet, pour les protons, les aimants nécessaires deviendraient prohibitifs. De plus il faut autant de détecteurs et de préamplificateu que d'angles à résoudre.

1.5. - Utilisation d'un détecteur à localisation de position

C'est pour pallier un certain nombre d'inconvénients des expériences du type précédent que l'on essaie d'utiliser un tel détecteur. Il présente les avantage suivants :

1°) L'angle d'observation de 120° ne tombe jamais au-dessous de 60°, selon l'orientation relative $\vec{B}$, axe de rotation.

2°) On a en même temps α et E

3°) La précision en angle est au moins égale aux autres procédés.

4°) La rapidité d'analyse uniquement limitée par le nombre de particules pré sentes permet de s'affranchir de l'erreur statistique.

Ce détecteur est développé à partir d'un détecteur à barrière de surface par l'adjonction d'une couche résistive sur le fond.

Pour chaque particule on dispose de 2 impulsions, l'une proportionnelle à l'énergie E, l'autre l'étant au produit de cette énergie par la distance du point d'impact au point masse de cette résistance.

On dispose ainsi des informations E et xE. Il suffit d'interposer un diaphra me à une certaine distance devant le détecteur pour mesurer des angles.

On peut imaginer un premier schéma simplifié.

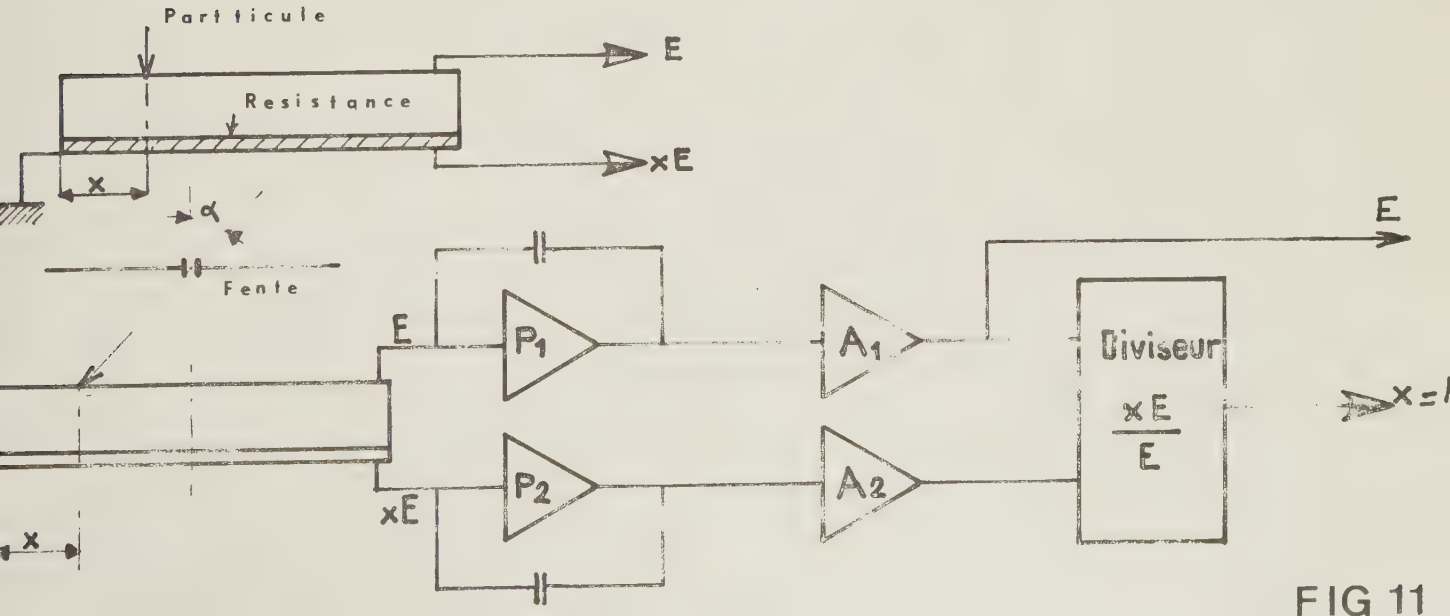


FIG 11

Evidemment cette forme ne va pas rester aussi simple. Un certain nombre de circuits annexes seront nécessaires. Aussi le deuxième chapitre de cet exposé sera consacré aux problèmes techniques.

Nous expliquerons la nécessité des éléments et insisterons sur les problèmes nouveaux ou délicats.

Un schéma détaillé ainsi que les documents d'expériences permettront d'en évaluer les performances.

Le troisième chapitre sera consacré aux résultats à caractère scientifique, but de cette expérience.

CHAPITRE II

ASPECT TECHNIQUE

A la fin du précédent chapitre après avoir indiqué les raisons d'étudier un appareillage nouveau, pour mesurer de façon précise la répartition angulaire et énergétique des protons dans la magnétosphère, nous avons exposé le principe directeur d'un tel appareillage.

Dans le présent chapitre, nous décrirons l'appareil que nous avons pu mettre au point en nous attachant à décrire, pas à pas, la technique expérimentale adoptée et à la mettre en relation avec les estimations théoriques que l'on peut faire sur son fonctionnement.

2.1. - Performances attendues

Il importe d'ores et déjà de chiffrer l'ordre de grandeur des performances que l'on peut en attendre pour savoir si elles peuvent nous convenir.

Pour cela, nous devrons nous appuyer sur des documents précis et sur l'expérience de spécialistes.

2.2.1. - Erreur due à la résolution

L'angle cherché $\alpha = Kx$

Or nous disposons de xE impulsion de position et de E impulsion d'énergie. Il faudra donc faire $\frac{xE}{E}$ pour en tirer x donc α.

$$\frac{dx}{x} = \frac{dxE}{xE} - \frac{dE}{E} + \text{erreur de l'électronique.}$$

L'imprécision proviendra principalement de l'élargissement du spectre par le bruit de fond de toute la chaine. Les non linéarités systématiques peuvent à la rigue être compensées, mais le bruit de fond ne peut être totalement réduit.

Ce sera là la limite fondamentale de notre expérience.

Cependant remarquons un élément favorable à savoir que si certains bruits sont correlés sur les deux voies, ils s'élimineront à la division. Il est donc pessimiste d'écrire

$$\frac{\Delta x}{x} = \left| \frac{\Delta xE}{xE} \right| + \left| \frac{\Delta E}{E} \right| + \text{électronique.}$$

Une étude effectuée par OWEN et AWCOCK (1968) prouve qu'effectivement la résolution en x est meilleure que la plus mauvaise des deux.

C'est d'ailleurs ce que nous avons constaté nous-mêmes. Dans le chapitre 3, nous montrons une expérience faite à 200 keV au générateur de test pour x = 1.

L'erreur en xE est de 23 %

Celle en E est de 13 %

L'application de la formule aurait dû nous donner 23 + 13 + 4 = 40 %.

Or nous voyons sur la photo représentant la résolution en x qu'elle n'est qu de 15 %.

L'erreur due à l'electronique a été chiffrée sachant qu'une erreur de 1 % dans le domaine analogique représente une bonne réalisation.

Aussi compte tenu des divers éléments de la chaîne ; amplificateurs, diviseu portes, nous avons tablé sur 3 à 4 % comme erreur totale due à l'electronique.

Des essais préliminaires effectués sur un détecteur Nuclear Diod type 430, de 300 µ de profondeur désertée nous ont fait prendre 10 KeV comme résolution en E

et 30 KeV en xE à la température ambiante. Il en découle le tableau suivant.

Energies	$\frac{\Delta x}{x}$ max %
200 keV	23 %
400 keV	13 %
1 MeV	7 %
4 MeV	4 %

Ces chiffres sont pessimistes rappelons-le, car nous n'avons pas tablé sur les améliorations possibles dues à la corrélation de certains bruits, ni sur la possibilité de refroidir la jonction, procédé couramment employé dans cette technique et qui devrait permettre d'améliorer les deux résolutions.

Nous manquons d'éléments pour la chiffrer et seule une expérience nous renseignera (voir §3).

Espérons donc 4 canaux par jonction donc 4 angles résolus à 200 keV et 8 à partir de 500 keV.

2.1.2. - Erreur due à la géométrie

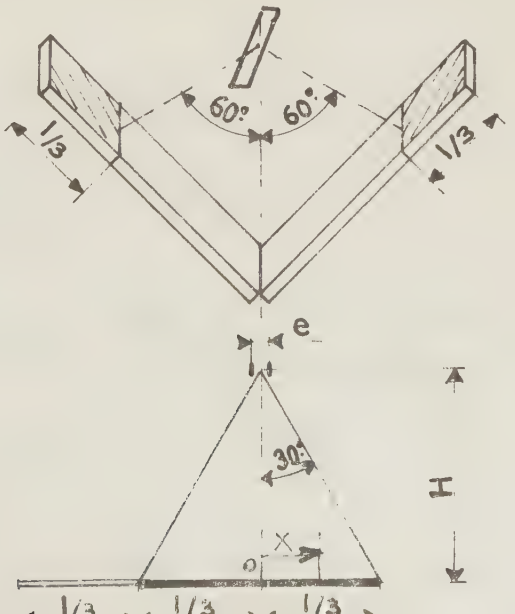
Elle provient de ce que pour mesurer α, nous avons assimilé tg α à α en faisant $\alpha = kx$.

Lorsque les angles deviennent grands ceci introduit une erreur systématique.

N'ayant pu obtenir des constructeurs des détecteurs semi-circulaires, ce qui aurait annulé cette erreur, nous avons pris certaines précautions pour la limiter :

a) En limitant l'excursion en angle à 60°, en n'utilisant que les $\frac{2L}{3}$ du détecteur.

b) En disposant deux détecteurs comme le montre la figure.



Faisons le calcul d'erreur pour un détecteur et pour un demi angle d'ouverture

$$\operatorname{tg} \frac{\pi}{6} = \frac{L}{3H}$$

L'erreur est évidemment nulle pour $\alpha = 0$, mais imposons que pour $\frac{\pi}{6}$ le résulta final soit aussi exempt d'erreur. Posons

$$\alpha' = kx \qquad \text{avec} \qquad \frac{\pi}{6} = k \frac{L}{3}$$

Alors

$$k = \frac{1}{H} \cdot \frac{\frac{\pi}{6}}{\operatorname{tg} \frac{\pi}{6}}$$

$$\alpha' = \frac{x}{H} \cdot \frac{\frac{\pi}{6}}{\operatorname{tg} \frac{\pi}{6}}$$

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{x}{H} = \alpha + \frac{\alpha^3}{3} + \frac{\alpha^5}{15} + \ldots\ldots$$

Pour $\frac{\pi}{6}$ $\frac{\alpha^5}{15} = 0{,}003$ et nous négligerons ce terme.

$$\alpha' = \frac{x}{H} \times 0{,}92$$

$$\alpha - \alpha' = \alpha + \frac{\alpha^3}{3}\ 0{,}92 - \alpha = \alpha\ (0{,}307\ \alpha^2 - 0{,}08)$$

La dérivée

$$\frac{d\ (\alpha' - \alpha)}{d\alpha} = 0{,}307\ \alpha^2 - 0{,}08 + \alpha\ (0{,}307 \times 2\alpha)$$

s'annule pour $0{,}92\ \alpha^2 = 0{,}08$ soit $\alpha = 0{,}295$ rad # 17°
et la valeur maximum de l'erreur à cet endroit est de -1°.

Le même calcul conduit pour la deuxième partie du détecteur à + 1°.

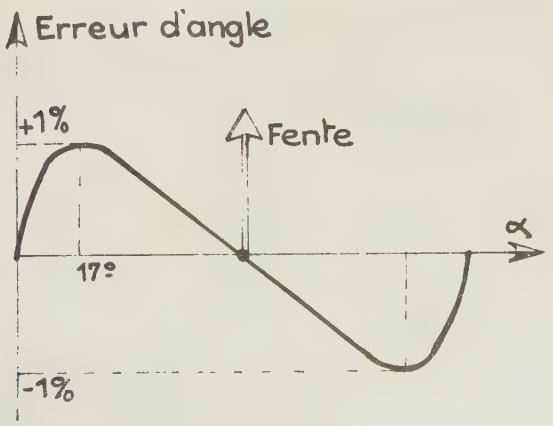


FIG 13

L'erreur étant de ± 1° sur la totalité de l'angle visée, on voit donc qu'en adoptant la géométrie indiquée et en faisant une calibration nous permettant de définir la constante k, on maintient l'erreur géométrique dans une limite très raisonnable.

A cette erreur, vient s'ajouter celle due à la largeur finie de la fente, dont l'effet principal porte sur le facteur géométrique plutôt que sur la détermination de l'angle d'attaque. Nous allons maintenant étudier ce problème.

2.1.3. - Erreur due au facteur géométrique

Le facteur géométrique donné par l'expression $dF = \Omega\, ds$, il détermine le nombre de particules que recevra le détecteur placé dans un flux de particules. Le détecteur sera muni d'une fente permettant la transformation de x en α, mais aussi de systèmes annexes éliminant soit les électrons, soit les particules provenant d'un angle supérieur aux 60° fixés comme limite.

Ces systèmes limiteront de façon voulue ou non la proportion de particules atteignant le détecteur.

On conçoit en particulier que la dimension de la fente lie l'erreur sur x au nombre de particules mesurées. Il y a donc un compromis à réaliser et c'est l'objet de ce paragraphe.

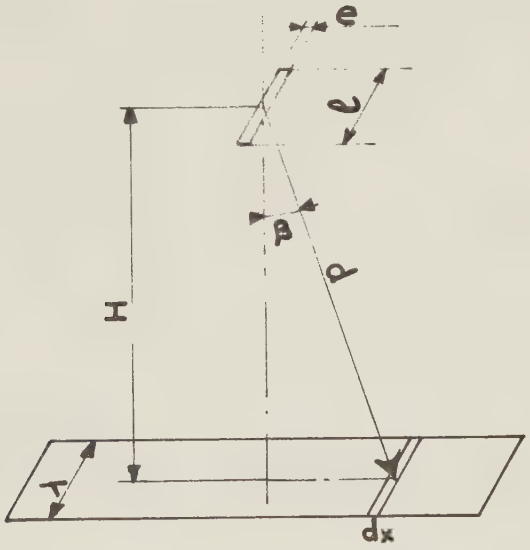


FIG 14

La fente est vue d'un point du détecteur distant de d sous un angle solide

$$\Omega = \frac{e\, \ell \cos \beta}{d^2} \quad .$$

$$d \cos \beta = H$$

$$\Omega = \frac{e\, \ell \cos^3 \beta}{H^2}$$

$ds = \lambda\, dx \cos \beta$ projetée sur la direction d'arrivée.

Comme $\quad tg\ \beta = \frac{x}{H} \qquad dx = \frac{H\ d\beta}{\cos^2 \beta}$

$$dF = \frac{e\ell\ \cos^3 \beta}{H^2} \times \frac{\lambda\ H\ d\beta}{\cos\ \beta}$$

$$dF = \frac{e\ell\lambda}{H} \quad \cos^2 \beta\ d\beta$$

En intégrant cette expression sur tout l'angle de visée, soit de $-\frac{\pi}{6}$ à $+\frac{\pi}{6}$

$$F = \frac{e\ell\lambda}{H} \times 0{,}95$$

Remarquons que cette intégration masque une variation du facteur géométrique d'un élément ΔS représentant une plage d'angle.

Suivant la position x, il varie de 1 pour $\alpha = 0$ à 0,75 pour $\alpha = 30°$

Il conviendra de corriger cette variation qui fausse la distribution en angl dans le cas d'une expérience embarquée mais non la précision en angle.

Il s'agit à présent de fixer e, ℓ, λ, H pour que l'erreur d'angle due aux dimensions de la fente reste acceptable tout en gardant le plus grand facteur géométrique possible.

- Calcul de H :

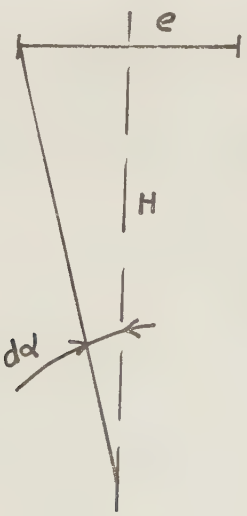
H est directement fonction des dimensions du détecteur. Comme on désire un angle maximum de $\frac{\pi}{3}$ avec 2 $\frac{L}{3}$, le détecteur ayant une longueur de 30 mm.

$$tg\ \frac{\pi}{6} = \frac{L}{3H} \qquad \text{d'où} \qquad H = 17\ mm$$

Calcul de ℓ et de e de la fente

Comme nous l'avons signalé, ces dimensions jouent sur l'erreur, et il est bon de le calculer pour faire le compromis.

Erreur due à e



La largeur de la fente permet à des particules venant de différents angles de pénétrer le détecteur au même point. Il s'en suit une erreur.

$$d\alpha = \frac{e}{2H} = e \times \frac{180}{2\pi \times 17}$$

Si on se fixe une erreur de ± 2°

$$e = \frac{17\ \pi}{90} = 1{,}2 \text{ mm}$$

Erreur due à λ

Le calcul devient plus compliqué. Il faut bien voir que l'angle d'attaque est un angle dans l'espace entre la direction de la particule et le champt $\vec{B}$. Dans le

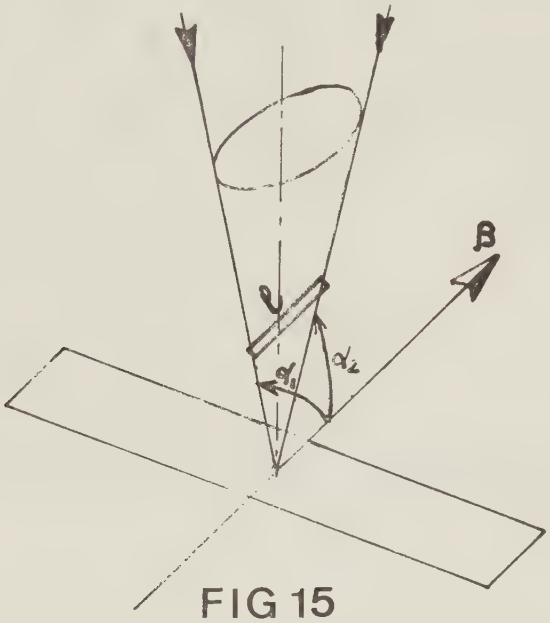


FIG 15

cas général où $\vec{B}$ n'est pas dans le plan de visée et pour des particules arrivant dans un cône limité par ℓ, α_1 n'est pas égal à α_2, et pourtant le détecteur est aveugle à cette différence.

Ceci a également lieu quand $\vec{B}$ varie dans l'espace par rapport à l'axe de visée au cours de la rotation de l'engin autour de son axe. Il faut donc que la variation $d\alpha$ de l'angle d'attaque par rapport à $\vec{B}$ correspondant à une variation ε indésirable de Ψ selon la longueur de la fente soit minimum.

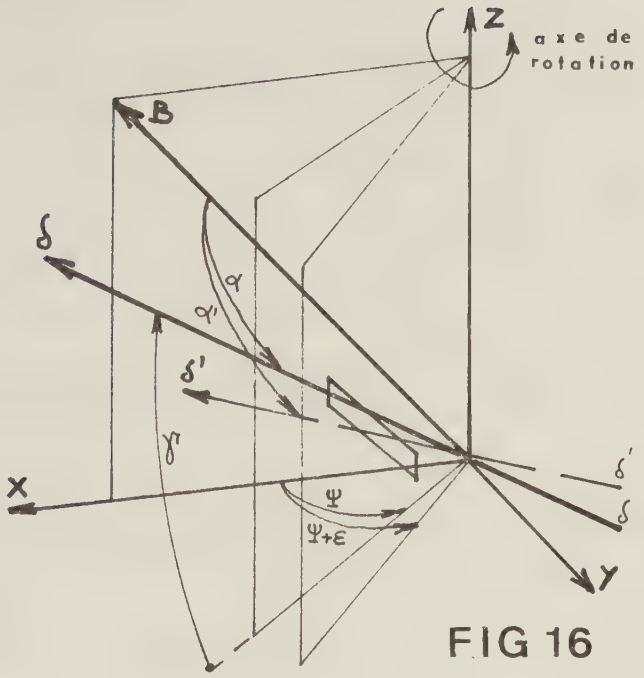


FIG 16

La figure ci-dessus définit 3 plans :

= B O z contient $\vec{B}$ et l'axe de rotation

= δ O z contient le vecteur vitesse de la particule incidente et l'axe de rotation et fait un angle Ψ avec le précédent

= le plan δ'O z fait un angle ε avec le plan δ O z

$$\cos \alpha = \vec{B} \cdot \vec{\delta}$$

$$\cos \alpha' = \vec{B} \cdot \vec{\delta}$$

Les composantes projetées sur les 3 axes seront :

$\vec{B}$	$\cos \theta$	$\vec{\delta}$	$\cos \gamma \cos \Psi$	$\vec{\delta}$	$\cos \gamma \cos (\Psi + \varepsilon)$
	0		$\cos \gamma \sin \Psi$		$\cos \gamma \sin (\Psi + \varepsilon)$
	$\sin \theta$		$\sin \gamma$		$\sin \gamma$

Alors

$\cos \alpha = \cos \theta \cos \gamma \cos \Psi + \sin \theta \sin \gamma$

$\cos \alpha' = \cos \theta \cos \gamma \cos (\Psi + \varepsilon) + \sin \theta \sin \gamma$

Posons $\alpha' = \alpha + \Delta\alpha$

$$\cos \alpha' - \cos \alpha = \sin \frac{2\alpha + \Delta\alpha}{2} \cdot \frac{\sin \Delta\alpha}{2}$$

$$\cos \alpha' - \cos \alpha = \cos \gamma \cos \theta \sin \frac{2\Psi + \varepsilon}{2} \cdot \sin \frac{\varepsilon}{2} \qquad (1)$$

$$\cos (\alpha + \Delta\alpha) - \cos \alpha = \cos \alpha \cos \Delta\alpha - \sin \alpha \sin \Delta\alpha - \cos \alpha$$

Si $\Delta\alpha$ est petit $\cos \alpha \cos \Delta\alpha \neq 1$ et

$$\sin \Delta\alpha \neq \frac{\cos \gamma \cos \theta}{\sin \alpha} \cdot \frac{\sin 2\Psi + \varepsilon}{2} \cdot \sin \frac{\varepsilon}{2}$$

Les cas extrêmes seront pour

$$\Psi = 0 \quad \text{où} \quad \Delta\alpha = \frac{\cos \theta}{\cos \gamma \sin \alpha} \cdot \frac{\varepsilon^2}{4} \qquad (2) \text{ et}$$

$$\Psi = \frac{\pi}{2} \quad \text{où} \quad \Delta\alpha = \frac{\cos \theta}{\sin \alpha} \cdot \frac{\varepsilon}{2} \qquad (3)$$

Certains de ces angles seront fixés. Par exemple θ représenté l'inclinaison de $\vec{B}$ par rapport à l'axe de rotation de l'engin.

Si elle est de 20° maximum, alors θ sera de 70°.

γ représente l'axe de visée. Nous l'avons choisi pour un détecteur de 60° de champ total.

Ainsi fixées, les valeurs reportées dans les équations 2 et 3 donneront pour valeurs extrême.

Pour $\Psi = 0$ $\alpha = 10°$

$\Psi = \frac{\pi}{2}$ $\alpha = 35°$

Nous connaissons à présent θ, γ, α pour $\Psi = 0$ et $\Psi = \frac{\pi}{2}$, et nous sommes en mesure de calculer $\Delta\alpha$. Inversement si on se fixe $\Delta\alpha$ on détermine quel $\Delta\Psi$ l'a provoqué.

Nous avons pris la même erreur de ±2° que selon e - et on trouve pour

$\Psi = 0$ $\Delta\Psi = \pm 7° 30'$

$\Psi = \frac{\pi}{2}$ $\Delta\Psi = \pm 6°$

Alors on calcule ℓ en faisant $\operatorname{tg} \varepsilon = \frac{\ell}{2H}$ et pour le plus mauvais cas, c'est-à-dire ± 6° nous pouvons fixer $\ell = 4$ mm

Ainsi fixées les dimensions de la fente, les erreurs ne dépasseront pas ± 2° dans tout l'espace.

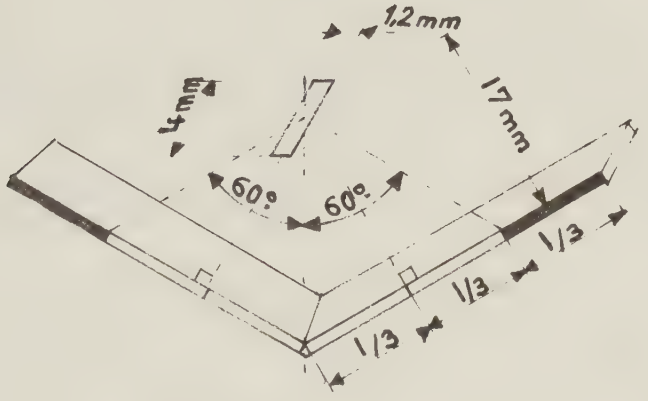


FIG 17

Il convient de remarquer que ces erreurs ne s'ajoutent pas. Elles affectent assez peu les erreurs dues à la résolution du détecteur, sauf à haute énergie.

Par contre le facteur géométalique sera faible

$$F = \frac{4\ 10^{-1} \times 1{,}2\ 10^{-1} \times 4\ 10^{-1} \times 0{,}95}{1{,}7} \# 1{,}2\ 10^{-2}\ cm^2\ sr$$

ce qui veut dire que pour un flux de particules de $10^{-6}\ s^{-1}\ cm^{-2}\ sr^{-1}$ nous aurons $1{,}2\ 10^{4}$ particules mesurées dans les conditions fixées.

Dans le cas d'un engin non stabilisé par rapport au champ magnétique, il se posera un problème lorsque par suite d'un faible taux de comptage, nous serons obligé d'intégrer sur un temps long par rapport à la période de rotation de l'engin. Toutefois Madame J.A. ETCHETO et Monsieur De La Porte des Vaux ( ) ont montré que l'on pouvait s'affranchir de cette difficulté par l'adjonction d'un système à mémoire et d'un système analogique de correction d'angle. Ceci n'entre pas dans le cadre de cette étude car ce problème est lié à une utilisation particulière du détecteur et dépend de l'engin choisi.

2.2. - Technique électronique

Nous connaissons à présent les limites du système proposé, et nous allons présenter un schéma détaillé plus élaboré, comportant en plus de l'ensemble détection amplification les fonctions suivantes :

- Un seuil pour ne traiter que les informations énergie dépassant 200 keV

- Des portes analogiques qui arrêtent toute nouvelle impulsion tant que le traitement de la précédente n'a pas terminé.

- Des mémoires analogiques qui conservent les valeurs crêtes des signaux E e xE jusqu'à la fin du traitement.

- Une remise à zéro des mémoires en fin de cycle

- Un système permettant la division $\frac{xE}{E}$, qui nous donnera x, donc α

- Enfin un ensemble numérique déclenché par le seuil, distribue aux différen points de la chaîne des impulsions diverses contrôlant le processus de traitement.

Nous reviendrons en détail sur l'aspect purement technique de ces éléments, mais nous pouvons cependant comprendre le fonctionnement de l'appareil en consultant les figures 18 et 18 bis.

- En 1 l'impulsion d'énergie E préalablement mise en forme par l'amplificateur, apparaît de façon erratique à l'arrivée d'une particule.

Si son énergie dépasse 200 keV, et si le système est en mesure de la traiter les portes analogiques s'ouvrent, sinon rien ne se passe. L'amplitude du signal en 1 dépend de l'amplification de la chaîne. Celle-ci résulte d'un compromis entre les non linéarités aux faibles niveaux et la saturation.

Ayant normalisé la tension d'alimentation à ± 15 volts, nous avons fixé la valeur maximale de E à 8 volts. Pour la même raison, le plus petit signal xE = 0,3 E ne sera pas inférieur à 0,135 volt (voir § 2.2.8.). Ceci fixe la limite supérieure de l'énergie à :

$$\frac{0,2 \text{ MeV} \times 8}{0,135 \times 3} = 4 \text{ MeV}$$

La dynamique de ces signaux sera de 80, soit 38 dB, valeur que devront respecter tous les éléments de la chaîne.

- En 2 une impulsion délivrée par le déclencheur à seuil ajusté à 200 keV, commande l'ouverture d'une porte analogique, si l'autre condition "Traitement terminé est aussi présente à ce moment.

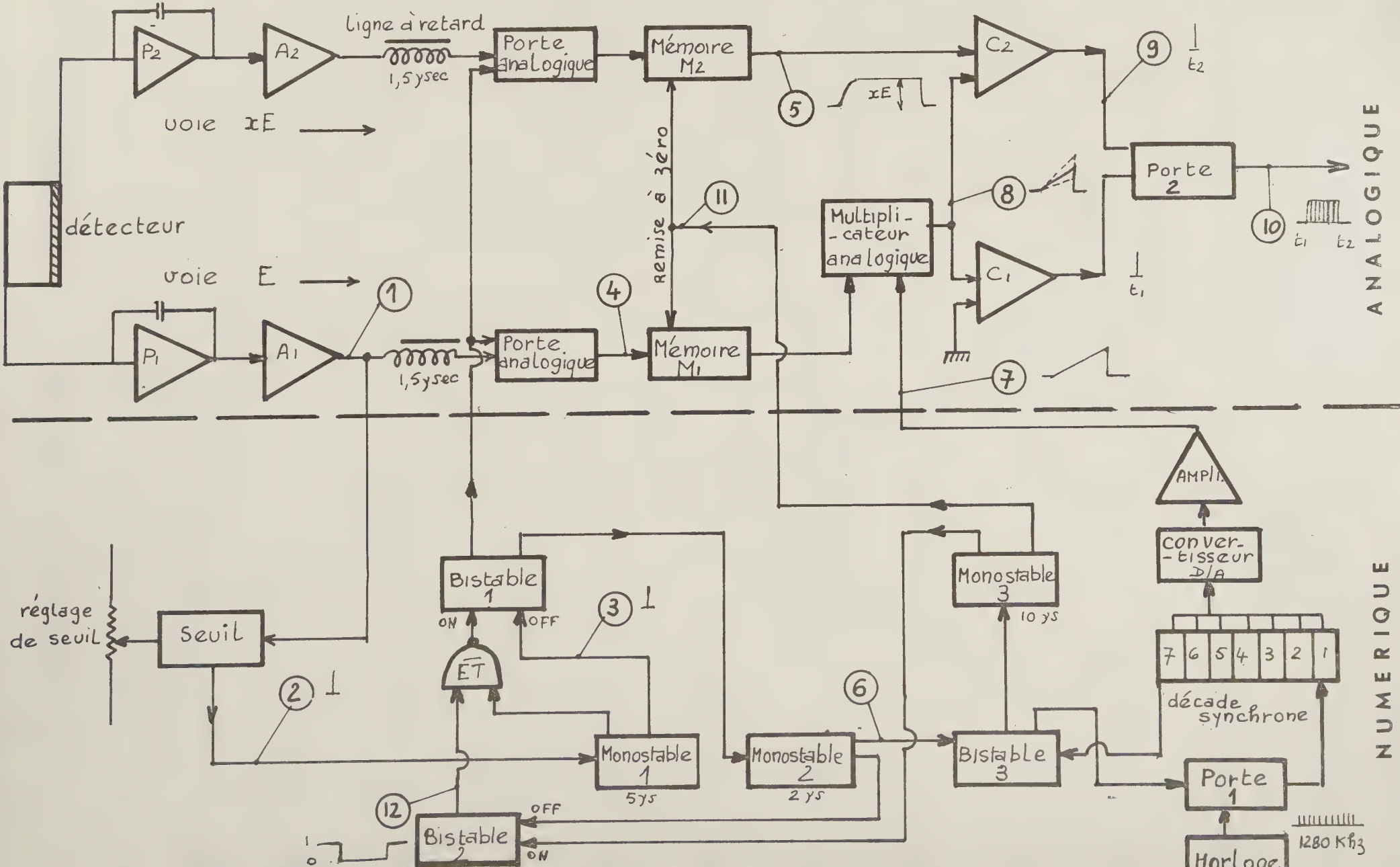
Ainsi l'information, qui a été retardée de 1,5 µ sec par une ligne à retard se présente, la porte analogique étant ouverte.

- En 3 le monostable 1, dont la durée est fixée à 5 µ sec pour respecter la forme des signaux E et xE, referme la porte pour empêcher toute nouvelle impulsion d'influencer les mémoires tant que le traitement est en cours.

- En 4 on observe le signal après porte, dont le niveau a été ajusté entre 0,06 V et 4 volts, à cause de l'adaptation des lignes à retard.

SYNOPTIQUE DE L'EXPERIENCE

FIG.18



FORME DES SIGAUX

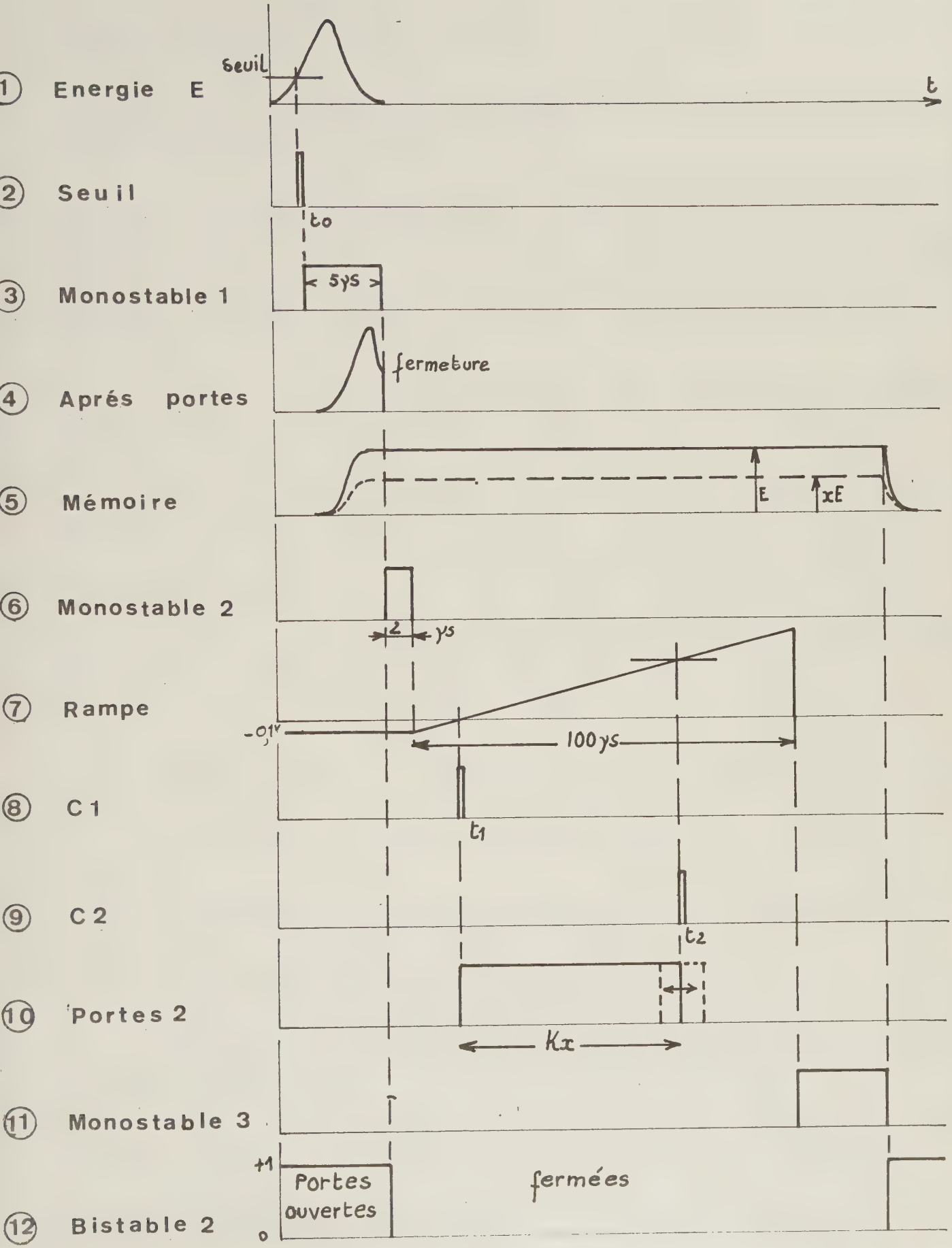


FIG.18 Bis

- En 5 la mémoire qui a un gain de 2 rétablit l'affaiblissement précédent du signal, et garde la valeur crête de l'impulsion de 0,1 à 8 volts pendant 100 µs, durée du traitement.

- En 6 l'information étant mémorisée, la fin de l'impulsion provenant du monostable 2 provoque le démarrage de la dent de scie. Ce retard de 2 µs permet de s'affranchir des régimes transitoires.

- En 7 avec la dent de scie débute la division. Cette division de E par xE est en fait effectuée en multipliant E par un signal variable dans le temps, h, jusqu'ce que le produit h E soit égal à xE. La mesure de h, au moment où cette égalité est satisfaite, permet d'obtenir x. En fait, ce n'est pas h que l'on mesurera directement, mais le temps mis par un signal en dent de scie, parfaitement calibrée, pour atteindre la valeur h. Cette dent de scie attaque l'entrée Y d'un multiplicateur analogique, l'entrée X l'étant par le signal E. Son amplitude va de - 0,1 volt à + 11 volts et sa durée est de 100 µs.

- En 8 le produit de E mémorisé en M_1, par la dent de scie, est appliqué aux comparateurs C_1 et C_2. Cette dent de scie démarrant de - 0,1 volt, son passage à zéro déclenche le comparateur C_1 à l'instant t_1.

- En 9 le comparateur C_2 lui délivre une seconde impulsion à l'instant t_2 lorsque l'égalité xE = hE est réalisée.

- En 10 une porte analogique s'ouvre à l'instant t_1 et se ferme à t_2. $t_2 - t_1$ est proportionnel à x.

- En 11 le monostable 3, actionné par la fin de la dent de scie, délivre une impulsion qui dure 10 µs et remet les mémoires à zéro.

- En 12 le signal commandant la porte.

Logique ET - Pour le niveau logique + 1 la porte est passante. Pour le niveau 0 elle est bloquée.

Cette porte doit être conditionnée pour être passante à la mise sous tension.

Le temps total de traitement est de 120 µ sec, ce qui permet de traiter 8 000 impulsions par seconde.

2.2.2. - La résolution d'une chaîne de spectrométrie

La notion de résolution est constamment employée tout au long de ce projet, et il nous a semblé nécessaire de la définir avant de commencer l'étude détaillée des divers éléments.

L'impulsion délivrée par un détecteur traversé par une particule est amplifiée puis filtrée. Son amplitude est proportionnelle à l'énergie de la particule.

Mais si au signal utile on superpose des bruits parasites, on conçoit qu'une dispersion en amplitude provoque une indétermination sur la vraie valeur.

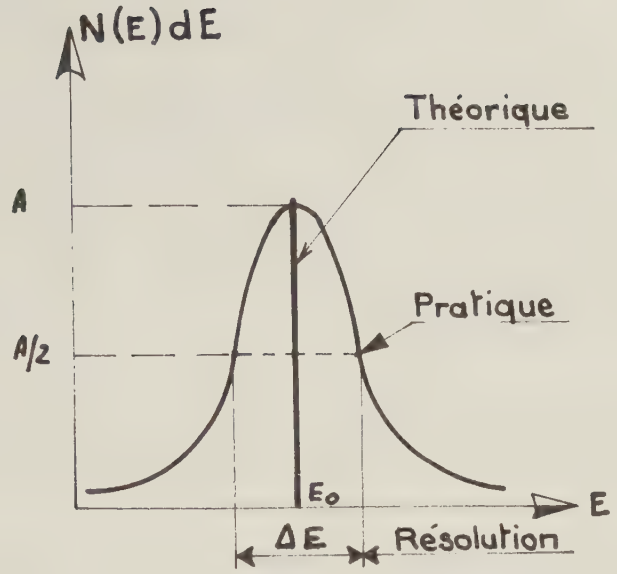


FIG 19

On met ce phénomène en évidence en traçant la courbe N (E) dE = f (E) (figure 19) où E est l'énergie de la particule incidente et N le nombre de particules dans une gamme d'énergie DE.

En l'absence de fluctuations, N' particules de même énergie s'accumulant donnent un spectre infiniment étroit. En fait, le spectre réel est élargi sous l'actio du bruit de fond, le seul qui ne puisse être totalement réduit, et des fluctuations de perte d'énergie de la particule dans le détecteur. Ce spectre est généralement gaussien.

On définit la résolution comme la largeur à mi-hauteur de ce pic.

Indiquons qu'il existe des appareils spécialisés qui fournissent directement la courbe ci-dessus.

La loi d'addition des résolutions est (Résolution totale)^2 = Σ (résolutions partielle)^2.

Cependant cette formule doit être employée avec discernement, car si l'on conçoit qu'il existe une résolution "nucléaire" du détecteur seul et une résolution "électronique", l'accès séparé de celles-ci est délicat.

En instrumentation nucléaire, on a l'habitude d'exprimer le bruit en charge équivalente de bruit ou en énergie équivalente de bruit. Le paragraphe 2.2.3. suivant donne l'exemple d'un tel calcul et la correspondance entre ces notions.

Parler de résolution en keV pour un appareil électronique où aucune énergie n'est mise en cause est donc une simple commodité qui permet de comparer rapidement la contribution de chaque élément détecteur compris.

2.2.3. - Détecteur de particules

Parmi tous les détecteurs de particules, les détecteurs à semi-conducteur semblent réunir le plus de qualités. Ils sont sensibles, linéaires en énergie, rapides et peu sensibles à la lumière.

Ils délivrent une impulsion électrique directement exploitable.

Peu de domaines leur sont interdits, c'est ce qui explique leur usage de plus en plus généralisé.

En revanche ils sont sensibles à la température, et fait plus grave, leurs caractéristiques se dégradent sous l'effet des rayonnements de très haute énergie, ce qui limite leur durée de vie, particulièrement en ambiance spatiale, dans les zones internes de la magnétosphère.

Le principe de fonctionnement très simplifié est le suivant : lorsqu'une particule énergétique pénètre un cristal N ou P, elle perd tout ou partie de son

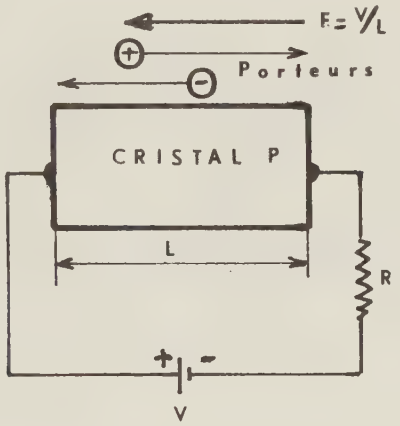


FIG 20

énergie en excitant fortement les atomes du cristal.

Celui-ci revient à son état d'équilibre en créant de nombreuses paires électrons - trous. Ceux-ci, accélérés par le champ électrique E dû à V, seront collectés sur les électrodes et donneront une tension aux bornes de R.

Une explication complète de ce processus est donnée par BERTOLINI et COCHE (1968).

La sensibilité de ces détecteurs résulte de la très faible énergie nécessaire pour libérer une paire électron-trou (3,6 eV pour le silicium et 2,9 eV pour le germanium), mais aussi du grand pouvoir d'arrêt du cristal permettant ainsi de recueillir toute l'énergie de la particule.

Cependant ces détecteurs sont peu employés sous cette forme, car ils présentent l'inconvénient suivant : lorsqu'on veut traiter des hautes énergies, il faut accroître le volume du cristal. Ceci augmente le temps de collection des porteurs.

L'augmentation de la polarisation V qui pourrait y remédier augmente parallèlement les courants de fuite qui nuisent à la résolution.

Aussi on préfère les détecteurs à jonction. Ceux-ci qu'ils soient à jonction diffusée ou à barrière de surface ne diffèrent que par la technologie de la jonction. Ils ont des propriétés très semblables, aussi nous les confondrons dans ce qui suit.

La jonction est réalisée comme pour les transistors par le simple contact de deux types de cristaux N et P. La théorie d'une telle jonction est très répandue. Mettons cependant l'accent sur le fait suivant : les échanges de porteurs étant faits, il se crée de part et d'autre de la jonction une zone fortement ionisée. Des charges égales et opposées provoquent un champ électrique intense E s'opposant à tout nouvel échange.

La résistivité apparente du cristal devient très supérieure à celle du cristal de base.

Ainsi on a remédié à l'inconvénient des détecteurs homogènes. La répartition

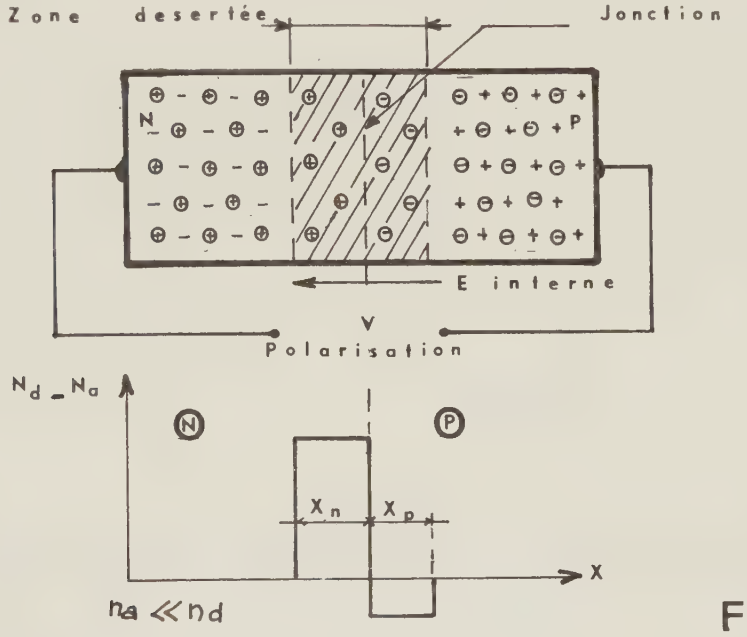


FIG 21

des charges s'établit selon la loi

$\frac{xN}{xP} = \frac{NA}{ND}$ où x_N et x_P représentent la profondeur sur laquelle s'étendent les porteurs positifs et négatifs.

NA et ND étant les concentrations respectives des atomes dopeurs.

xN + xP est appelée zone désertée.

A l'intérieur de celle-ci, les atomes dopeurs sont totalement ionisés et la conduction est nulle.

Cette zone représentera pour nous la région utile où les particules perdent leur énergie. On prend en général ND >> NA de telle façon que la zone xp s'étende presque totalement dans le cristal P, ce qui permettra de rapprocher la jonction de la surface du cristal.

On peut renforcer ou diminuer l'effet de E en superposant une tension de polarisation de sens convenable, et adapter ainsi l'épaisseur de la zone désertée aux énergies mesurées.

Cette jonction est donc le dernier perfectionnement apporté aux détecteurs semi-conducteurs. Elle permet d'accroître la zone désertée sans augmenter les courants de fuite, ce qui permettra en outre d'excellentes résolutions.

Fonctionnement en $\frac{dE}{dx}$

Cette dénomination est due à la proportionnalité qui existe entre l'énergie perdue dans la zone désertée et la profondeur de pénétration.

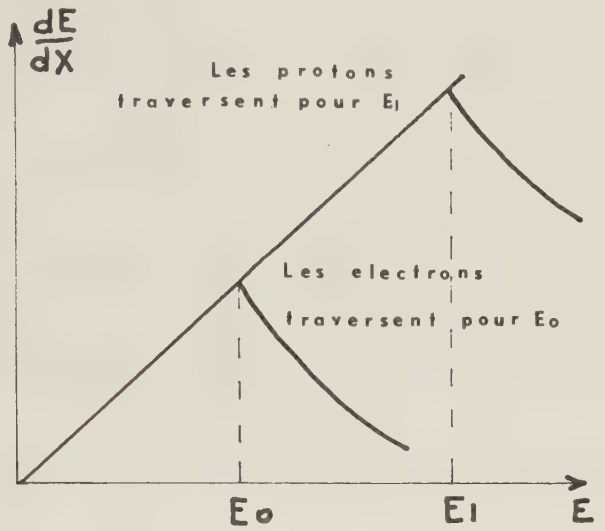


FIG 22

La figure 22 donne un exemple de ceci pour des protons et des électrons.

Dès que la particule traverse le cristal, ce qui arrive à plus basse énergie pour les particules légères à grand pouvoir de pénétration (E_1), l'énergie cesse d'y être perdue complètement et la courbe $\frac{dE}{dx}$ redescend. L'ambiguité provoquée par la double détermination pour un tel cas est en général levée de la façon suivante : on place un second détecteur derrière le premier, et un système d'anti-coïncidence élimine l'information indésirable.

La première disposition sera donc d'ajuster la profondeur de la zone désertée en fonction de la gamme d'énergie désirée et du genre de particules à traiter.

La seconde sera d'apprécier la capacité de la jonction car nous verrons qu'elle influe sur la résolution globale et le temps de montée du préamplificateur.

Les formules ci-dessous permettent de calculer les principaux paramètres, dans le silicium.

- Profondeur de la zone désertée : $xN + xp = \frac{2 \varepsilon_o V}{qN}^{1/2}$

- Capacité de la jonction : $C_D = \frac{1}{2} \left(\frac{2 \varepsilon_o qN}{V} \right)^{1/2}$

- Temps de collection $\tau C = \frac{d}{\mu E} = 3{,}5\ 10^{-14}\ \rho$

d distance entre électrodes.

μE mobilité des porteurs.

ρ résistivité du cristal de base du type N en Ω - m.

V tension de polarisation inverse en volts.

q charge de l'électron : $1{,}6\ 10^{-19}$ Coulombs.

N nombre d'atomes dopeurs contenus dans le cristal de base avant la création de la jonction.

ε_o rigidité diélectrique du vide.

On emploie généralement des abaques données sur les figures 23 et 24 et qui permettent de trouver rapidement les valeurs numériques.

En ce qui concerne les grandeurs d'usage moins courant, tels que les courants de diffusion, de surface, etc... on se reportera à l'ouvrage "Détecteurs semiconducteurs" (1966) de la Radio technique.

Signalons enfin les précautions les plus importantes à respecter. Il faut :

1°) Préserver la fenêtre d'entrée extrêmement fragile contre toute action mécanique ou chimique (corps gras, condensation d'eau).

2°) Respecter les valeurs de polarisation.

3°) Ne pas les soumettre longtemps à des rayonnements intenses.

Utilisation de l'abaque : Application au choix de notre détecteur

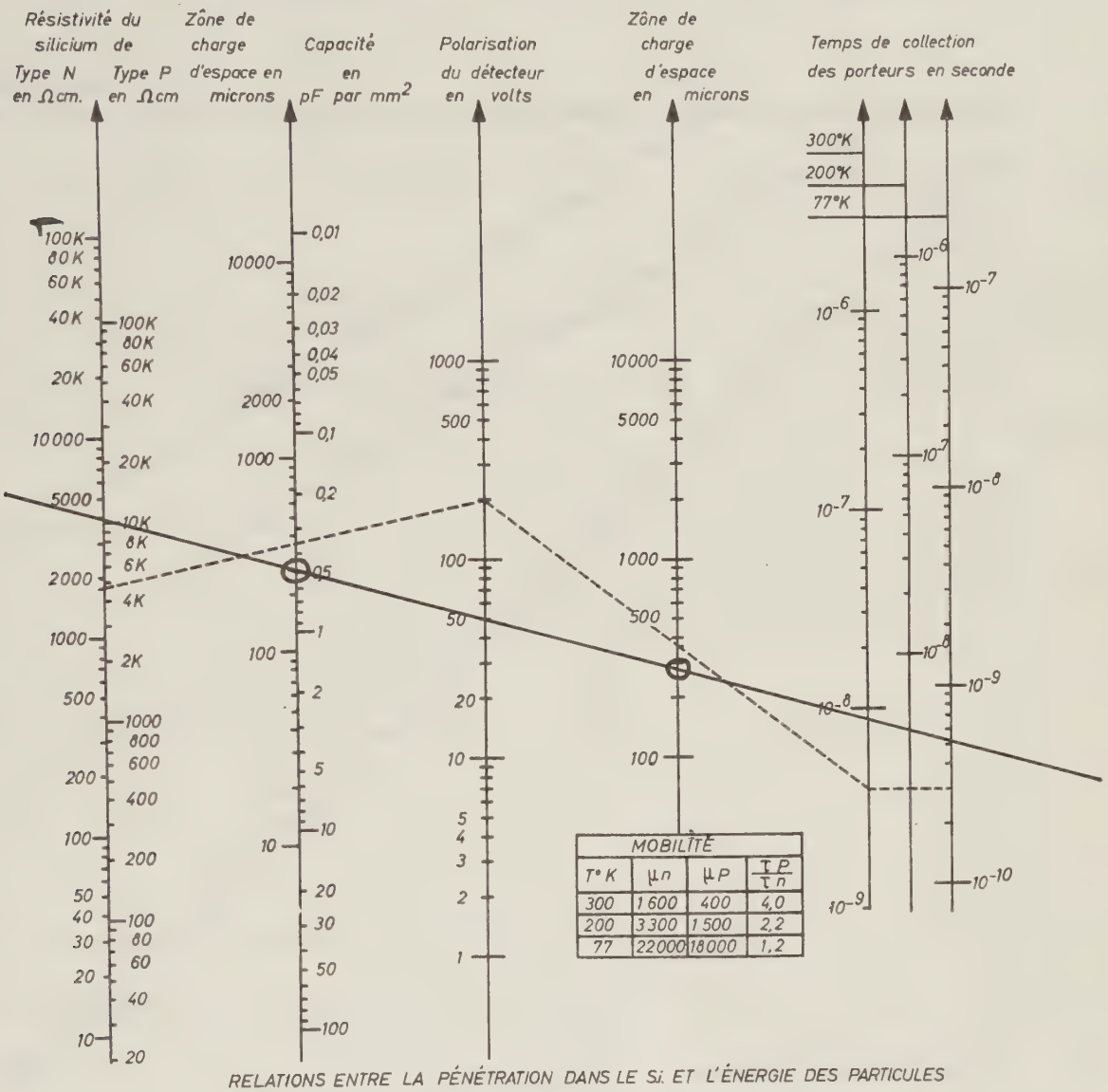
Il faut deux paramètres de départ permettant de tracer une droite qui détermine les autres : pour notre expérience nous sommes partis de l'épaisseur de la zone désertée.

Il fallait qu'elle arrête des protons d'énergie inférieure à 5 MeV, mais aussi qu'elle soit le plus possible perméable aux électrons d'énergie supérieure à 200 keV, dont le flux est important, qui peuvent difficilement être éliminés par un aimant permanent placé à l'entrée du dispositif, et qui ne se distinguent pas des protons de même énergie.

L'abaque de la figure 24 nous renseigne. On trouve 300 µm ce qui correspond pour les électrons à 250 keV. Cette valeur semble donc un compromis acceptable.

L'autre paramètre a été la capacité du détecteur, dans notre souci d'améliorer la résolution. En fonction des dimensions géométriques du détecteur :

V. - ABAQUE DES DÉTECTEURS DIFFUSÉS OU A BARRIÈRE DE SURFACE EN SILICIUM



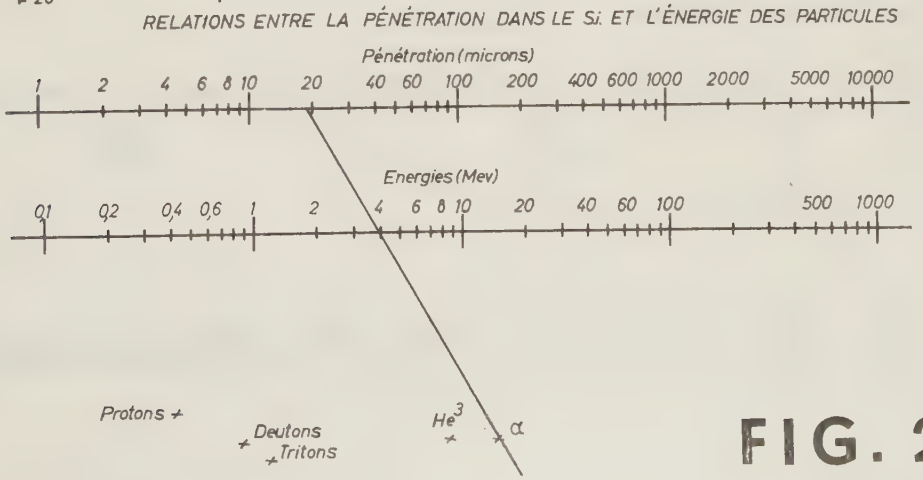
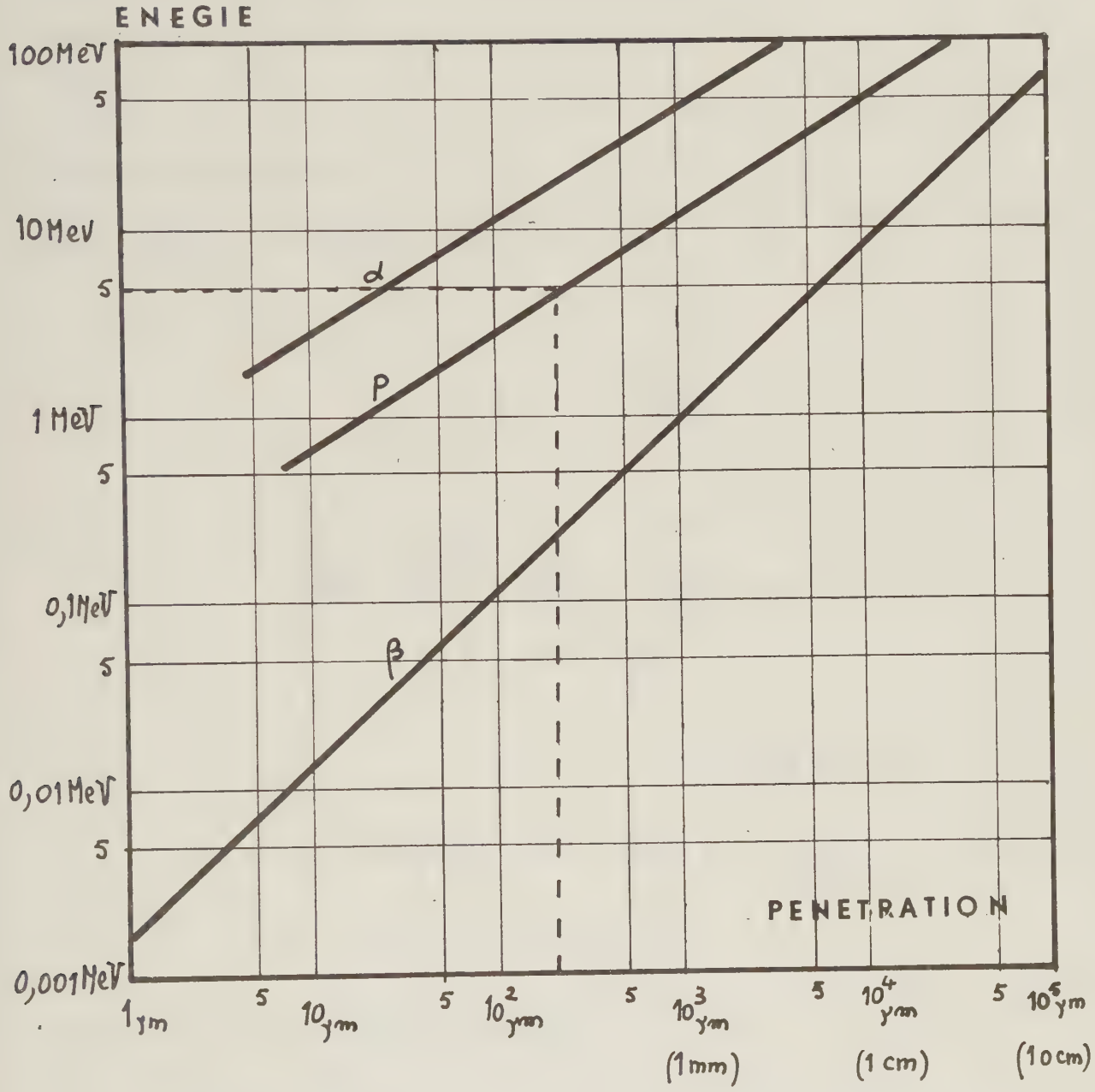


FIG. 23

PENETRATION DANS LE SILICIUM



DES RAYONNEMENTS α, β, p

FIG. 24

3 cm x 0,4 cm = 1,2 cm^2, nous nous sommes fixés 50 pF, soit 0,4 pF . mm^{-2}. Aussi tous les autres paramètres en découlent. L'abaque de la figure 23 nous donnera :

$$\rho_N = 3\ 000\ \Omega\ .\ cm$$

$$\rho_p = 7\ 000\ \Omega\ .\ cm$$

Polarisation = 50 volts.

Temps de collection = 0,9 10^{-8} s (10 ns).

Z désertée = 300 µm.

Détecteur à localisation

C'est un détecteur à barrière de surface dont le fond est recouvert d'une couche résistive. Son principe est le suivant :

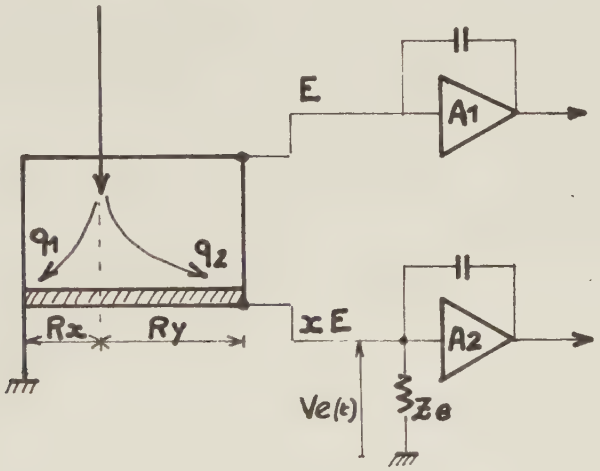


FIG 25

A l'arrière d'une particule une charge Q est créée, qui s'écoule selon la loi :

$$\frac{Q_1}{Ry} = \frac{Q_2}{Rx}$$

On peut écrire les valeurs instantannées

$$\frac{i_1\ (t)}{Ry} = \frac{i_2\ (t)}{Rx}$$

$$I\ (t) = i_1 + i_2 = \frac{dQ}{dt} = C_D\ v\ (t)$$

C_D capacité de la jonction.

v (t) la tension instantannée à ses bornes.

La tension v_e (t) disponible à l'entrée du préamplificateur A_2, d'impédance d'entrée Z_e << Ry sera de la forme :

$$v_e = K. V. x$$

L'impulsion recueillie est variable avec x. Il est nécessaire au bon fonctionnement de ce détecteur que les impédances d'entrée de A_1 et A_2 soient très faibles, donc que ce soient des préamplificateurs de charge.

Remarquons également que le temps de montée de l'impulsion varie avec x.

Ce problème sera abordé aux chapitre suivant traitant des préamplificateurs.

Pour terminer, mentionnons que la résistance du fond varie selon les modèles commercialisés de 15 KΩ à 20 KΩ. On la réalise actuellement selon la technique d'implantation d'ions, les couches vaporisées sous vide provoquent des contacts redresseurs. Les qualités d'homogénéité du cristal de base sont atteintes en les prenant dans un monocristal de silicium obtenu par cristallogénèse (BERTOLINI et COCHE 1968).

Pour augmenter la résolution en xE, nous avons demandé à la Société SEAVOM de réaliser pour nous une jonction à localisation de position de plus faible résistance ($\sim$ 5 kΩ). Les résultats obtenus à l'aide de cette jonction seront discutés au paragraphe 3.3.

2.2.4. - Le préamplificateur de charge

Il a deux fonctions : ramener en parallèle sur l'entrée une capacité très supérieure à celle du détecteur, permettant ainsi de s'affranchir des variations de cette dernière et servir de transformateur d'impédance entre le détecteur et le

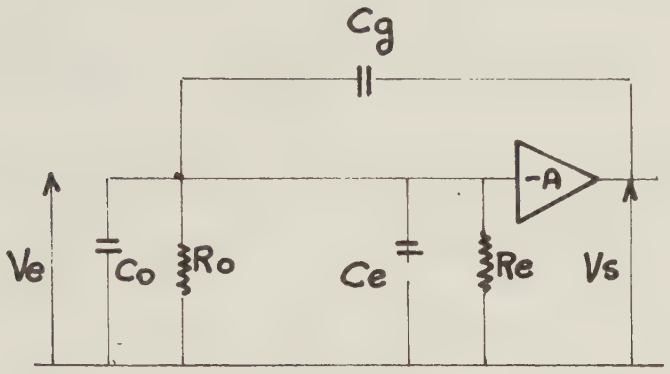


FIG 26

reste de la chaine. Faisons une théorie simplifiée dans laquelle nous supposons :

L'impédance Z_e de l'amplificateur = ∞

" Z_s " = 0

Le gain A en boucle ouverte très grand, négatif :

$dQ = i\,dt = C_o\,dv \quad v_e = \frac{Q}{C_o}$

Ajoutons la contre réaction à l'aide de C_g

$C_e = C_o + C_g\,(1 + A) + C_{\text{parasites}}$

Comme en général le gain est de l'ordre de 10^4 que :

$C_o \simeq 50$ pF

$C_g \simeq 1$ pF

$C_{\text{parasites}} \simeq 10$ pF

On peut écrire $C_e \# A\,C_g$

Ainsi la tension délivrée à l'entrée par une charge Q sera

$v_e \# \frac{Q}{AC_e}$ et $v_s = \frac{Q}{AC_g}\,A = \frac{Q}{C_g}$

v_s ne dépend plus que de la charge libérée et de C_g, éliminant ainsi les autres paramètres qui risquent de varier.

On peut dès à présent fixer la sensibilité d'un préamplificateur en mV/MeV connaissant C_g.

On sait qu'il faut 3,6 eV pour libérer une paire de charges élémentaires de $1,6\ 10^{-19}$ Coulombs. Ainsi pour 1 MeV et 1pF nous aurons :

$$\frac{1,6\ 10^{-19} \times 10^{6}}{3,6} \times \frac{1}{10^{-12}} = 50 \text{ mV/MeV}$$

ce qui est un cas courant.

Deux préoccupations vont dominer dans l'étude d'un préamplificateur de charge :

- sa contribution à la résolution globale
- la forme des signaux de sortie

La résolution

Le préamplificateur doit donner à sa sortie une tension proportionnelle à l'énergie de la particule incidente. Le calcul de cette résolution conduit à évaluer le rapport $\frac{\sqrt{\overline{E}^2}}{v_s}$ où $\overline{E}^2$ est la valeur quadratique moyenne des fluctuations de bruit après filtrage et v_s la tension au même endroit délivrée par une charge élémentaire q.

Il est d'usage de se référer à un filtrage du type différenciateur intégrateur (CR-RC) où les deux constantes de temps sont égales. Ainsi à une charge élémentaire q, provoquant à l'entrée l'échelon unité $\frac{q}{C_t}$, correspond à la sortie une tension v_s.

C_t capacité totale d'entrée $C_t = C_o + C_g + C_e$

$v_s = \frac{1}{e} \frac{q}{C}$, (e base des logarithmes Népériens).

Donc, si a e $v_s C_g$ correspond q signal, à $\sqrt{\overline{E}^2}$ correspondra e $\sqrt{\overline{E}^2} C_t = Q_{brui}$

et ainsi les rapports $\frac{\sqrt{\overline{E}^2}}{v_s} = \frac{Q_{bruit}}{Q \text{ signal}}$ expriment la précision que l'on peut atteindre à la sortie.

Comme il est d'usage d'exprimer cette précision en keV, nous tiendrons compte :

- de ce qu'il faut 3,6 eV pour libérer une charge élementaire
- de ce que la largeur à mi-hauteur d'un pic gaussien est reliés à l'écart quadratique moyen par un facteur 2,35.

Ainsi :

$$\text{Résolution keV} = \frac{2{,}35\ 10^{-3}}{3{,}6} \quad \frac{\sqrt{\overline{E^2}}}{v_s}$$

Tenant compte de v_s calculé plus haut

$$R_{keV} = 1{,}4\ C_t\ \sqrt{\overline{E^2}}$$

$\overline{E^2}$ résulte de la contribution en bruit de l'élément d'entrée du préamplificateur. Le calcul détaillé (FREYCENON et ROSNY, 1967) d'après les travaux de VAN DER ZIEL (1963) pour un effet de champ (F.E.T.) ne sera pas repris ici. Cependant retenons l'expression de la répartition spectrale du bruit de fond :

$$\ell^2\ (f) = \frac{A}{f} + 4kT\ \frac{0{,}7}{g_m} + \frac{1}{C_t^2\ \omega^2}\ 2q\ (I_g + I_\alpha) + \frac{4kT}{R} + \frac{1}{3}\ 4\ kT\ \frac{0{,}7}{g_m}\ C_{gs}^2\ \omega^2$$

$\frac{A}{f}$ est le bruit de scintillation basse fréquence que nous négligerons car il sera filtré par l'amplificateur RC-CR.

g_m pente du FET m A/V

C_t capacité totale d'entrée : $C_{détecteur} + C_{g\ contre\text{-}réaction} + C_{parasites}$

q charge de l'électron

I_g courant de bruit du à la fuite de "gate"

I_d courant de bruit du au courant du détecteur

C_{gs} capacité "gate-source" du FET d'entrée

R_t résistance totale en parallèle sur le détecteur

On peut simplifier cette expression et poser

$$e^2\ (f) = B + \frac{C}{2\pi 2} \times \frac{1}{f2}$$

En prenant :

$$B = 4kT\ \frac{0{,}7}{gm}\ \left(1 + \frac{1}{3}\ (\frac{Cgs}{CT})^2\right)$$

$$C = \frac{1}{CT^2}\ \left(2q\ (ig + id)\right) + \frac{4hT}{RT}$$

La connaissance de B et C nous servira dans le calcul des constantes de temps optimum de filtrage.

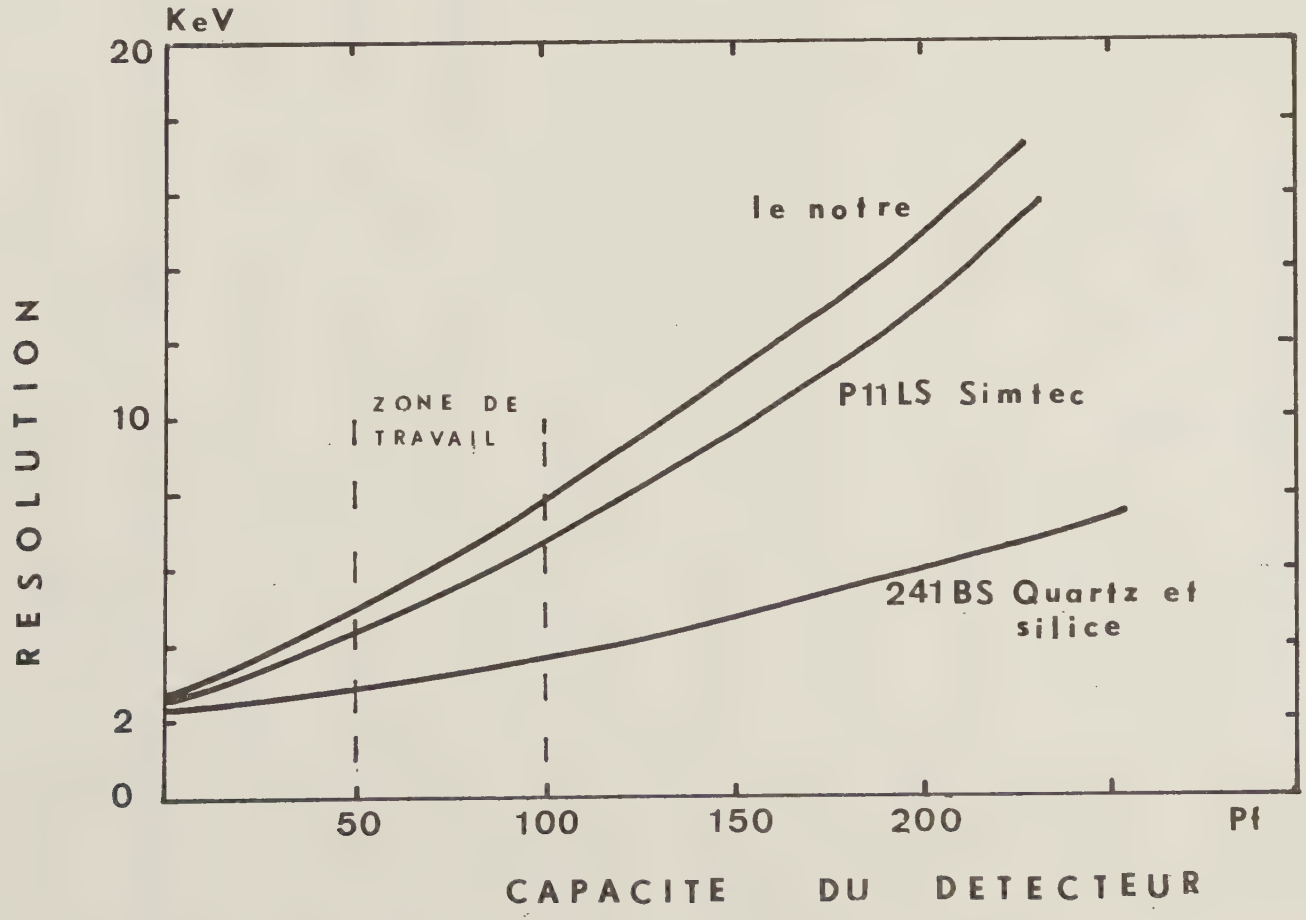

KeV
20
10
2
0
RESOLUTION
ZONE DE TRAVAIL
le notre
P11LS Simtec
241BS Quartz et silice
50
100
150
200
Pf
CAPACITE DU DETECTEUR

FIG. 27

Avec e^2 (f) ou parvient à E^2 connaissant la fonction de transfert du filtre. Pour un filtre simple RC - CR de constante de temps τ optimisée on arrive à :

$$R' = 1{,}4\ C_{Tpf} \sqrt{\frac{B}{8\tau} + C\,\frac{\tau}{8}}\ 10^{-5}\ \text{keV pour le silicium}$$

Il faudrait connaître avec précision les paramètres des semi conducteurs, pour évaluer R', mais cette formule reste un guide utile pour connaître l'influence des variables.

Notons comme nous l'avons dit en § 2.2.3. que la capacité chargeant l'entrée du préamplificateur influe directement sur la résolution.

En ce qui concerne l'aspect technique de nombreux schémas se trouvent dans les revues spécialisées, notamment BLALOCK (1966), SMITH et CLINE (1966), RADEKA (1966), LIBBS (1967) . Actuellement le schéma le plus typique est constitué d'une cascode repliée à FET d'entrée, refroidi ou non. Les performances sont optimisées en triant le FET d'entrée (DAVID, LANDOIS et RICHARD, 1968).

Nous avons utilisé dans notre expérience deux préamplificateurs QUARTZ et SILICE type 241BS donnant des résolutions électroniques de 4 keV avec 100pF, ce qui semble à notre connaissance la meilleure performance pour un appareil commercialisé.

Nous avons pour notre part développé un schéma dont les performances pour l'instant sont moins bonnes (8 keV à 100 pF) mais que nous désirons appliquer plus particulièrement à notre problème. C'est essentiellement le manque de moyens de tri des transistors qui nous a limités en résolution. Ces caractéristiques ont été relevées à l'aide d'un générateur d'impulsions de test dont on connaît la correspondance en énergie. Son schéma et ses caractéristiques sont données sur la figure 35.

Forme des signaux

On la calcule en considérant le schéma équivalent de la figure 28.

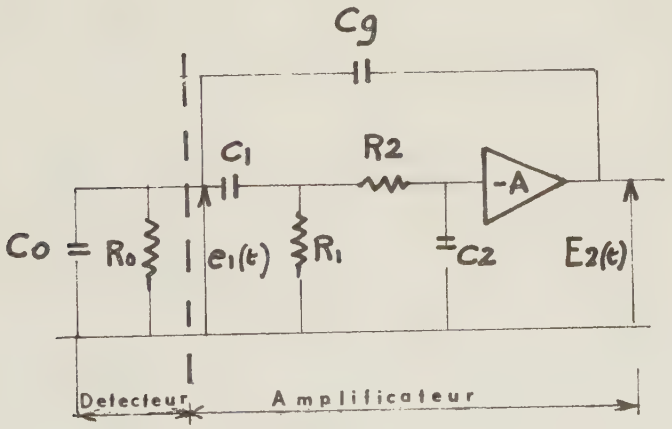


FIG 28

C_1R_1 exprime la limitation de l'amplificateur vers les basses fréquences et R_2C_2 sa limitation vers les hautes fréquences. Utilisant la notation symbolique où $p = j\omega$

$$\frac{E_2(p)}{E_1(p)} = -\frac{A}{T_2} \quad \frac{p}{\left(p + \frac{I}{T_1}\right)\left(p + \frac{I}{T_2}\right)}$$

Nous écrirons que :

$e_1(t) = e'_1(t)_{\text{du au détecteur}} + e''_1(t)_{\text{du à la contre réaction de } C_g}$

$e'_1(t)$ est l'impulsion délivrée par le détecteur, de la forme

$$e'_1(t) = \frac{Q}{C_o + C_g} \cdot \frac{}{p + \frac{1}{T_o}}$$

où $T_o = R_oC_o$ due au détecteur. Nous y supposons pour simplifier que le temps de montée est infiniment court. $e''(t)$ sera la fraction de tension de sortie ramenée à l'entrée connaissant ainsi $e_1(t)$ donc $e_1(p)$ et la fonction de transfert $\frac{E_2(p)}{E_1(p)}$ le calcul donne en revenant à la variable t et en supposant que $T_o = R_oC_o \gg T_1$ et $T_o \gg T_2$ un signal de sortie de la forme indiquée

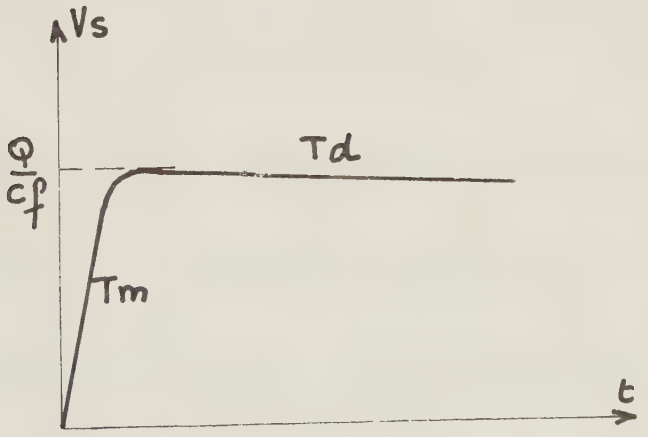


FIG 29

Fig. 29, exprimée par l'équation $e_2(t) = \frac{Q}{C_g}\left(e^{\frac{-t}{Tm}} - e^{\frac{-t}{T\alpha}}\right)$

où $T_m = \frac{T_2}{\frac{A\,C_g}{C_o+C_g}}$, T_2 bande passante supérieure de l'amplification

déterminée par $R_2\ C_2$

$T_d = T_o\ \frac{A\,C_g}{C_o+C_g}$, T_o constante de temps du détecteur.

L'impulsion monte d'autant plus rapidement à la valeur maximale $\frac{Q}{C_g}$ donnée dans la théorie simplifiée que A est grand. Ce temps de montée sera imposé par la bande passante du préamplificateur et le gain en boucle ouverte A. Elle descend très lentement. Ici c'est le détecteur qui imposera le temps de descente. Habituellement on rajoute une résistance en parallèle sur R_o pour influer sur ce temps de descente.

Valeurs pratiques

Donnons un ordre de grandeur appliqué à la jonction type 2R3003030 de SEA VOM

R_o = 200 MΩ

C_o = 50 pF

Pour un préamplificateur type 241BS dont la bande passante en boucle ouverte est de 1 MHz la formule de Parceval $\tau\ \mu s = \frac{0,4}{f MHz}$ donne $T_2 = 4 10^{-7}$ s.

Le gain en boucle ouverte étant 10^3 le temps de montée $T_m \simeq 20\ 10^{-9}$s, pour 50 pF.

$T_o = R_o C_o = 0,2$ s

On voit donc dans quelle condition l'on peut assimiler la tension issue du préamplificateur à un échelon unité.

Forme des signaux pour le détecteur à localisation

Nous avons signalé au § 2.2.3. que le temps de montée sur ×E variait avec la position. Cela est dû à la résistance équivalente, variable avec le point d'impact, mise en série avec le préamplificateur.

Se référant à une étude deMr. de la PORTE des VAUX, qui part des schémas équivalents représentés fig. 30 et 31 nous déterminerons la forme

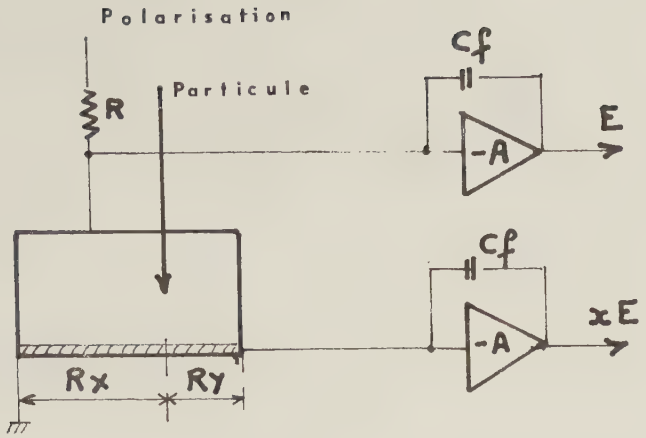


FIG.30

des signaux position et énergie.

Impulsion de position

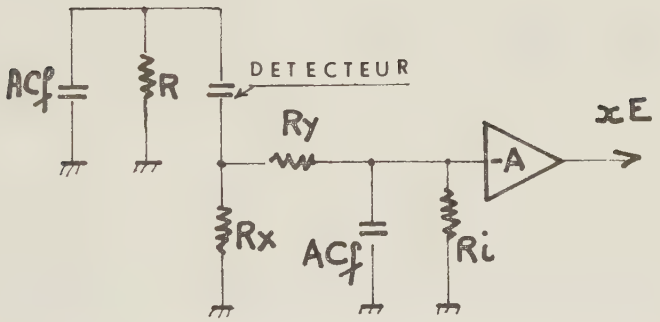
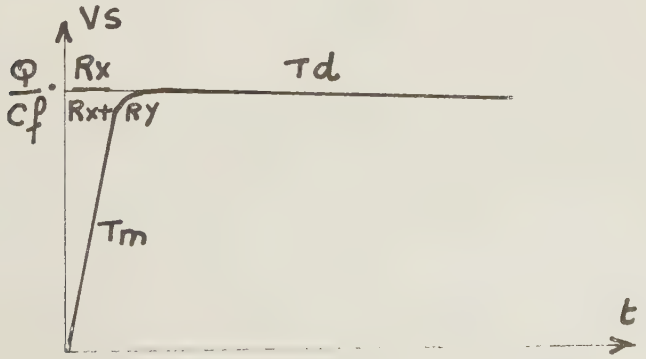


FIG.31

La forme des signaux sur ∝E sera celle de la fig. 32



$$\text{Où } T_o = C_o \frac{R_x R_y}{R_x + R_y}$$

$$T_d = A\, C_g \frac{R_i (R_x + R_y}{R_i + R_x + R_y}$$

Impulsion d'énergie

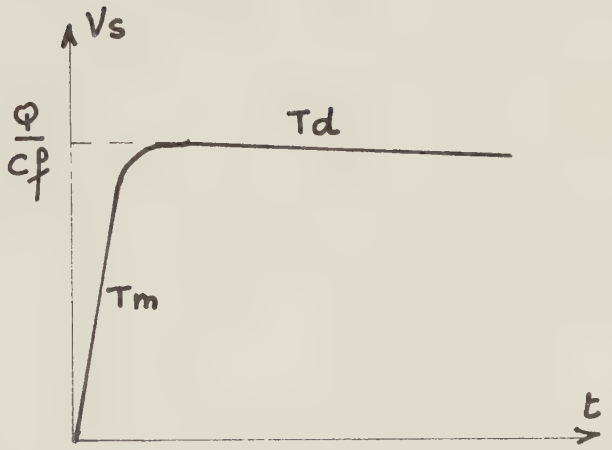


FIG 33

$T_m = C_o \frac{R_x R_y}{R_x + R_y}$ comme pour l'impulsion de position

$$T_d = R_o C_o$$

Nous voyons que le temps de montée maximal sera atteint lorsque la particule frappera au milieu de la résistance du fond. Evaluons ce temps :

Si $R_x + R_y = 20\ k\Omega$

$R_x = R_y = 10\ k\Omega$

$T_{m\ max} = 50\ 10^{-12}\ s = 250\ ns$

à comparer aux 20 ns du préamplificateur.

On voit que c'est à présent le détecteur qui imposera le temps de montée.

Phénomène d'empilement

Du fait de la très lente redescente du signal, et des impulsions arrivant de façon erratique, il se produit un phénomène d'empilement comme le montre la

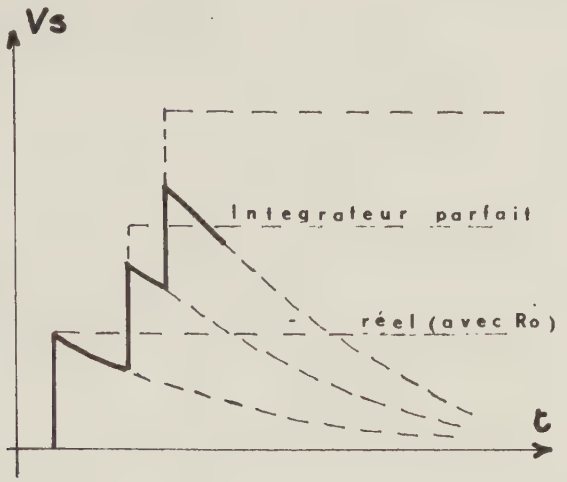


FIG.34

fig. 34. Aussi rajoute-t-on en général, en parallèle sur la capacité C_g une résistance R_g dans le double but d'assurer une redescente plus rapide et de se protéger de la saturation. On profite également d'une contre réaction continue, appréciable pour la tenue en température.

Alors C ramenée $\#$ A C_g

$$R \text{ ramenée } \# \frac{R_g}{A}$$

et dans l'expression définitive du signal e_2 (t) nous aurons maintenant

$$T_m = \frac{T_2}{A} \frac{C_g + C_o}{C_g}$$

$$T_d = R_g C_g$$

et ceci reste valable pour le détecteur à localisation.

Ainsi le temps de descente devient

Pour $R_g = 10^9 \ \Omega$

$$T_d = R_g C_g = 10^{-3} \text{ s}$$

1 milliseconde au lieu de 200.

Ainsi appliquons le théorène de CAMPBELL (1946) qui permet de calculer la valeur quadratique moyenne de la tension engendrée par des impulsions aléatoires dont la fréquence moyenne est n par seconde.

$$V^2 = n \int_0^{+\infty} \left(\frac{Q}{C_g} \, e^{\frac{-t}{R_g C_g}} \right)^2 dt$$

dont la solution est

$$V^2_{\text{quad. moy.}} = \frac{Q}{C_g} \left(\frac{n R_g C_g}{2} \right)^{1/2}$$

avec les valeurs pratiques $n = 10^4$ impulsions s^{-1}

$R_g = 10^9 \ \Omega$

$C_g = 1$ pF

$E = 5$ MeV

sensibilité du préamplificateur $50\ 10^{-3}$ V/MeV

on obtient $V = 0{,}6$ V

Cette valeur est loin de la saturation du préamplificateur, ce dont il fallait nous assurer.

Ainsi nous pouvons récapituler les données de la fonction préamplification :

Sensibilité 50 n V/MeV

A (circuit ouvert) $\#\ 10^3$

C_g = 1pF

$R_o \simeq 100$ MΩ

$R_g = 1000$ MΩ

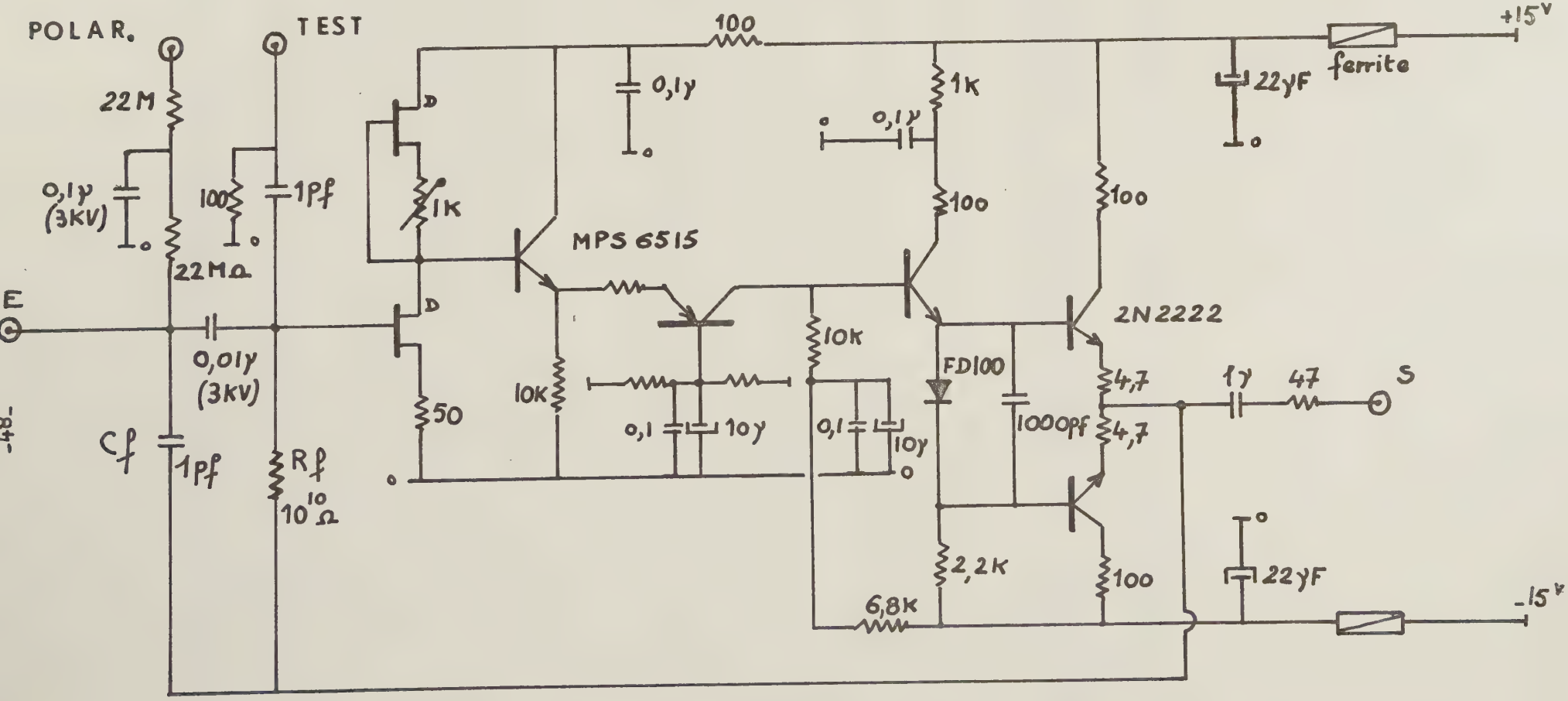
T_m avec 50pF $\simeq 20\ 10^{-9}$ s

$T_{m\ max}$ avec détecteur à localisation $\simeq 250\ 10^{-9}$ s

empilement pour 10^4 coups $s^{-1} = 0{,}6$ V

$T_d = 10^{-3}$ s

PREAMPLIFICATEUR DE CHARGE



2 x 2N 5397 MPS 6518 MPS6515 2N2894

FIG.35

Du point de vue technique, nous avons dit que le problème de résolution était le plus difficile à résoudre. Nous donnons ci-dessous quelques règles facilitant leur mise au point.

Le bruit provient essentiellement du premier étage et il est bon de connaître certaines règles utiles.

- 1°) Les transistors bipolaires et F.E.T. sont supérieurs aux tubes

- 2°) Les facteurs de bruit pour un transistor bipolaire en base commune et en emetteur commun est identique par une même impédance de source.

- 3°) L'impédance de source R_g au-dessus de laquelle un F.E.T. de pente G_m est préférable au transistor de gain β et de résistance re est $R_g^2 = 1,4 \frac{\beta \, re}{gm}$

  La transition s'effectue aux alentours de quelques kΩ.

- 4°) La contre-réaction de tension ne modifie pas le bruit à condition que les sources de bruit soient extérieures à la boucle de contre-réaction.

- 5°) En emetteur commun, toute résistance dans l'emetteur augmente le bruit ramène à l'entrée. Elle double par exemple pour Re ≃ 370 Ω à Ic = 1,6 mA pour un 2N 3251.

- 6°) Le montage différentiel est plus bruyant d'un facteur 2 qu'un montage classique.

- 7°) Les circuits intégrés monolithiques sont plus bruyants que les composants discrets.

Ajoutons que le problème du choix des masses revêt une très grande importance surtout en zone parasitée comme c'est le cas sous accélérateur. Une seule masse ramenée à l'entrée du préamplificateur pour toute la chaine semble donner les meilleurs résultats.

Le schéma de la figure 35 correspond à notre réalisation. A part une résolution moins bonne que le 241BS les autres caractéristiques sont comparables.

2.2.5. - L'amplificateur de mise en forme

Les signaux provenant du préamplificateur ne pourront pas être utilisés tels quels. Le rôle de l'amplificateur de mise en forme sera triple.

- Restituer des impulsions proportionnelles aux énergies A, B, C en les "des-empilant".

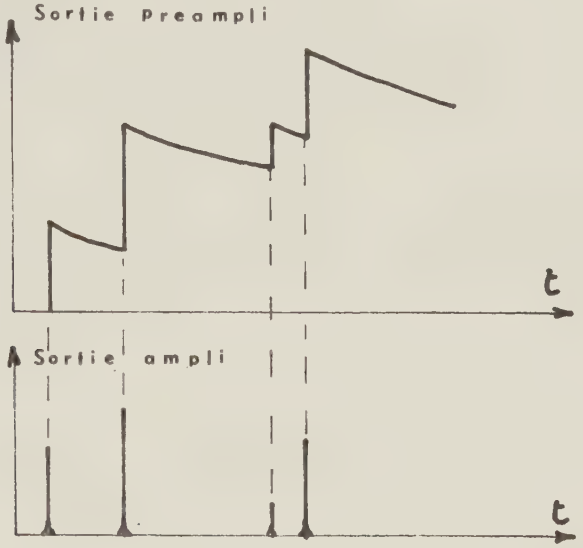


FIG 36

- Filtrer le signal pour que l'opération précédente se fasse selon un rapport, signal à bruit optimal.

- Achever l'amplification pour amener les signaux à des niveaux exploitables de l'ordre du Volt, avec la linéarite requise.

Il importe que le bruit supplémentaire, donc la résolution de cet amplificateur, soit réduit au minimum et les règles à observer, sans être aussi strictes, sont les mêmes que pour le préamplificateur.

Problèmes de filtrage

Il se pose de la manière suivante : Trouver la meilleure forme de filtrage pour réstituer en sortie un signal proportionnel à un échelon d'entrée dans les meilleures conditions de rapport signal à bruit.

Le calcul purement théorique indique que la réponse du filtre devrait être de la forme indiquée (fig. 37. (SAMUELLI - PIGNERET - SARAZIN 1968)

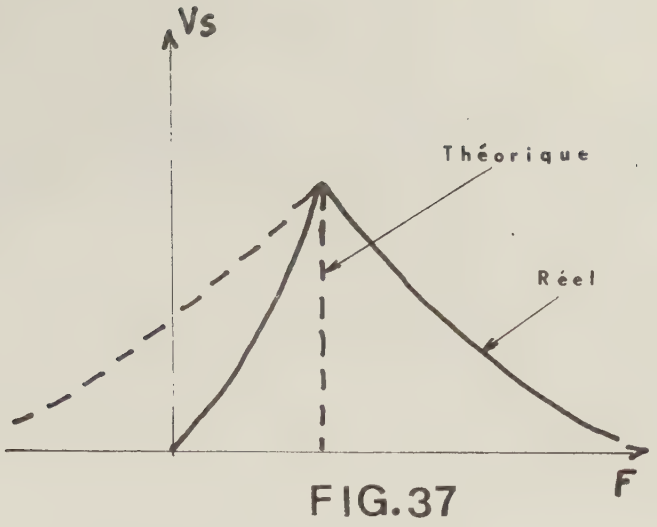


FIG.37

Cette réalisation étant physiquement impossible, on s'en rapproche à l'aide de procédés divers, dont les plus employés sont à base de réseaux différenciateurs et intégrateurs.

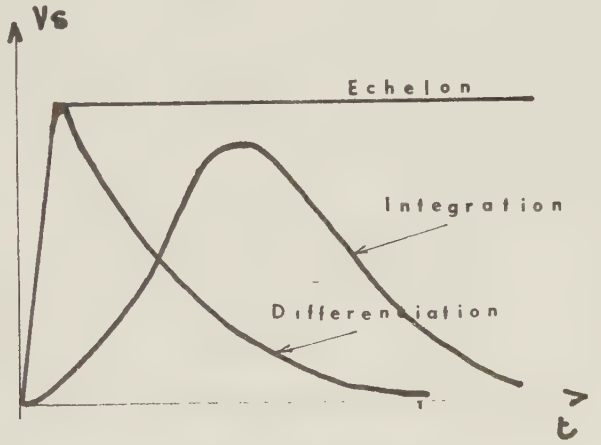


FIG.38

les montages plus complexes comprenant n intégrateurs, m différenciateurs ou même des lignes à retard désadaptées permettent d'accroître les performances. On en trouvera des exemples dans (SAMUELLI .... 1968).

Cependant les améliorations étant faibles comparées à la complexité de montage, les réseaux RC-CR sont les plus employés, et c'est pour cela que nous les prenons comme référence.

Nous avons choisi l'ensemble 1 différenciateur + 2 intégrateurs.

La structure du bruit dans l'ensemble détecteur préamplificateur notée dans le § 2.2.4. avait pour expression :

$$e^2(f) = \left(b + \frac{c}{f^2}\right) df$$

b et c ont été explicités dans ce chapitre.

L'échelon unité représentant le signal du détecteur superposé au bruit traversant le réseau de filtrage choisi 1 CR + 2 RC, sera restitué avec un filtrage optimal pour des constantes de temps égales pour RC et CR et qui sont :

$$T1 = T2 = 0{,}6 \sqrt{\frac{b}{C}}$$

Ceci résulte du calcul exposé dans SAMUELLI (1968) pour ce type de filtre.

Connaissant les paramètres b et c, évaluons ces constantes de temps.

Valeurs pratiques

Pour un FET type 5397 constituant le 1er étage de notre préamplificateur, le calcul de

$$b = 4\,kT\,\frac{0{,}7}{gm}\left(1 + \frac{1}{3}\left(\frac{Cg_s}{C_t}\right)^2\right)$$

$$\mathcal{L} = \frac{1}{C_t^2}\left(2q\,(i_g + i_d) + 4\,\frac{kT}{R_T}\right)$$

avec :

$g_m = 8\ 10^{-3}$ A/V

$C_{gs} = 1{,}5\ 10^{-12}$ F

$CT = 50\ 10^{-12}$ F

$i_g = 0{,}1\ 10^{-9}$ A

$i_d = 210^{-7}$ A

$K = 1{,}38\ 10^{-23}$

$T = 250$ o K

$Q = 1{,}6\ 10^{-19}$ C

Conduit à $b \neq 10^{-18}$

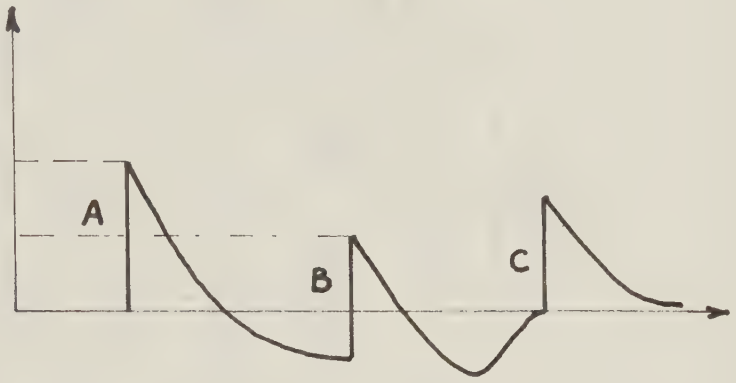
$c \neq 5\ 10^{-10}$

$T1 = T2 = 0{,}6 \sqrt{\frac{b}{c}} = 1{,}25\ 10^{-6}$ s

On remarquera l'importance des paramètres I_d et C_T dans le calcul. Ce sont eux qui fixent pratiquement Tn.

Mais d'autres facteurs indépendants du filtrage interviennent et influent sur la résolution.

1° - Dès que le nombre de circuits différenciateurs dépasse 2, des dépassements balistiques faussent la valeur mesurée. La figure montre que seules les



valeurs a et c sont correctes.

On doit avoir recours à des méthodes de compensation des pôles et restitution de ligne de base, dont les principes sont expliqués (SAMUELLI 1968).

2° - Les calculs théoriques faits en considérant l'échelon parfait de temps de montée infini sont omptimistes. Le détecteur délivre en réalité des impulsions à temps de monté court mais fini. Ceci est vrai en particulier le détecteur à localisation. Fait plus grave nous avons vu que ces fronts de monté variaient. Aussi, après filtrage, une dispersion sur l'amplitude en résultera, qui détériore la résolution.

Un tel problème a été étudié par BALDINGER et FRANZEN 1965.

Pour un signal de temps de monté Tm et un réseau RC CR pour lequel T1 = T2 si A l'amplitude du signal vrai et A1 celui du signal fluctuant.

$$\frac{A - A1}{A} = \frac{1}{24} \left(\frac{Tm}{TA}\right)^2$$

Comme $T_m \simeq 20\ 10^{-9}$ s

et $T_1 = 1{,}25\ 10^{-6}$ s

cet effet ne nous gênera pas.

AMPLIFICATEUR RC_CR

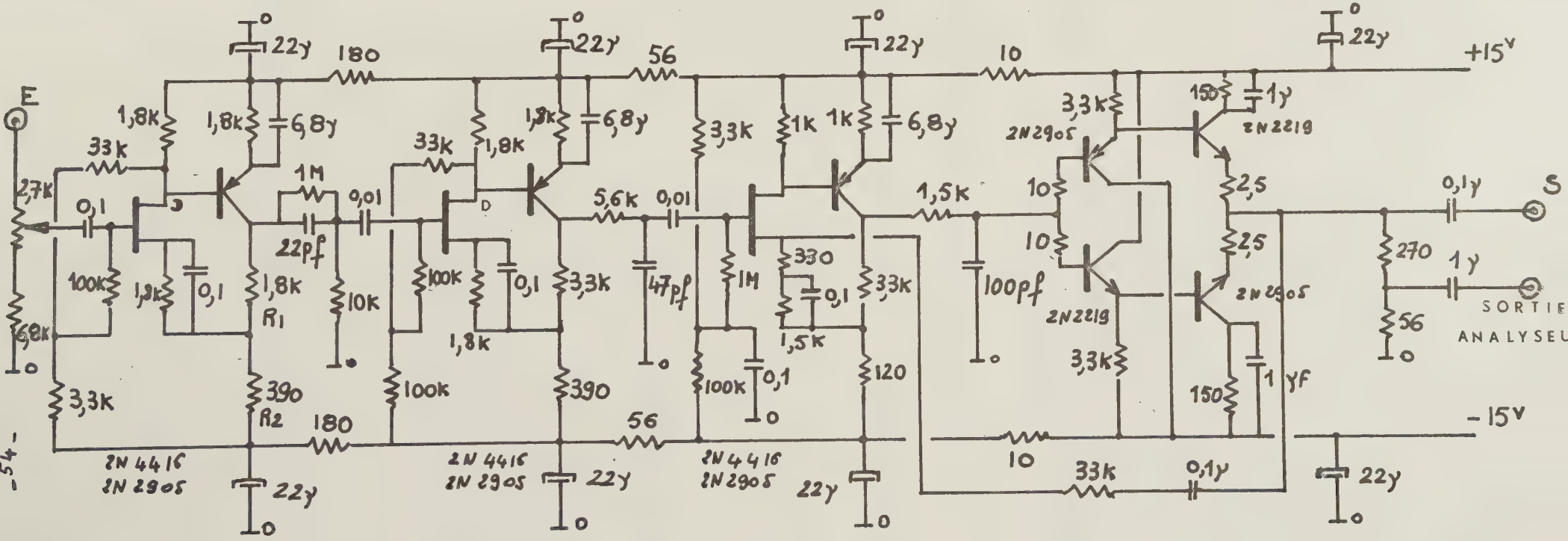


FIG. 39

Nous avons adopté que la voie E T1 = T2 = 1 µ sec

et que la voie xE T1 = T2 = 0,6 y sec

car l'étude faite sur la corrélation de bruit par OWEN et AWCOLK conseille de prendre sur la sortie position des constantes de temps aussi petites que possible mais pas inférieures à

$$\frac{R\,C_o}{2}$$

où R est la résistance du fond et C_o la capacité du détecteur.

Pour R = 20 kΩ

C_o = 50 pF

$$\tau = \frac{RC}{2} = \frac{2\ 10^{4} \times 50\ 10^{-12}}{2} = 50\ 10^{-8}$$

$$= 0{,}5 \text{ y sec}$$

Ces valeurs se sont révélées donner les meilleurs résultats expérimentaux.

Nous avions essayé initialement toutes les constantes de temps de 1,5 y sec sur les deux voies mais les résultats étaient inférieurs.

Nous donnons à présent le schéma détaillé de l'un des amplificateurs de mise en forme que nous avons construit.

Celui-ci est constitué de 3 étages d'amplification dont la structure est souvent utilisée en technologie spatiale à cause de sa tenue en température. Le gain en effet ne dépend que de $\frac{R1}{R2}$ (voir fig. 39).

Un FET 2N 4416 assure les qualités de bruit et de bande passante. Une haute impédance d'entrée est recherchée pour ne pas perturber les effets RC - CR.

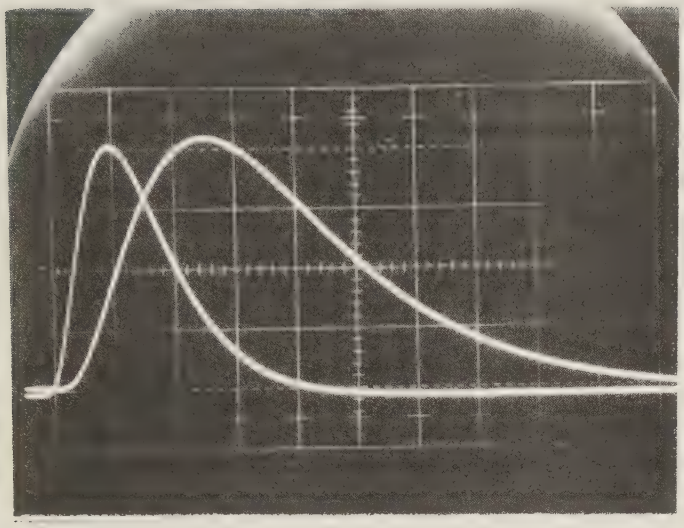
Enfin un étage de sortie pouvant passer ± 8 volts crête sur 100 Ω et un temps de montée de 0,1 y sec (non critique après intégration), isole la chaine d'amplification des éléments suivants.

Il est difficile de parler de gain de cet amplificateur, car il est très variable selon les constantes de temps choisies. Cependant dans notre cas l'amplification entre le signal d'entrée et de sortie était de 50-.

Les résultats de division voir § 2.2.9. montre que la contribution au bruit de l'amplificateur est minime, environ 3% d'erreur à la résolution.

AMPLIFICATEUR RC-CR

FORMES D'ONDE

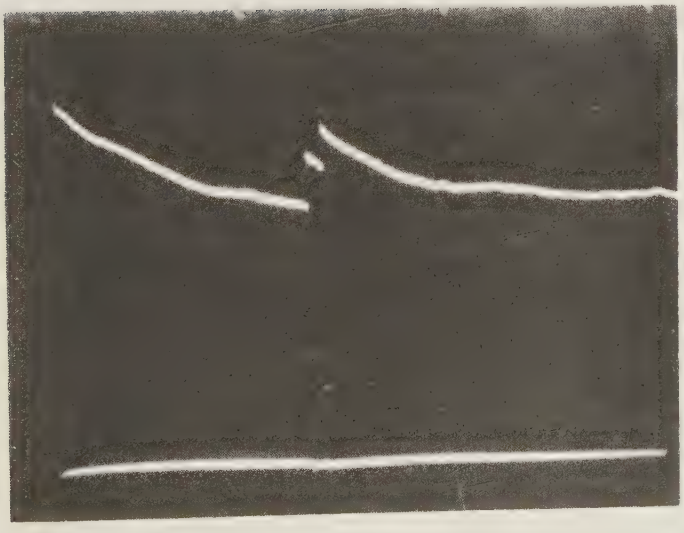


I XE :($t_1 = t_2 = 0,6\mu s$)

2 E :($t_1 = t_2 = 1\mu s$)

Fig. 40

EMPILEMENT



1 SORTIE PREAMPLIFICATEUR

2 SORTIE AMPLIFICATEUR

Fig. 40 bis

2.2.6. - Les portes analogiques

Leur rôle est important car elles doivent laisser passer ou bloquer rapidement le signal sans l'altérer.

Malheureusement la rapidité n'étant obtenue qu'à l'aide de circuits actifs, il s'en suit qu'en un point quelconque du système la capacité parasite entre le circuit de commande et le circuit de sortie provoquera des impulsions parasites de commutation.

Les systèmes élaborés constituant une étude en eux-mêmes permettent d'arriver à des parasites de l'ordre du millivolt.

Nous avons préféré pour notre part employer des circuits intégrés, AM 1000 de National semi-conducteur, dont nous avons altéré volontairement les performances de rapidité pour gagner sur les parasites, en intégrant le signal de sortie. Nous sommes ainsi arrivés à 50 mV crête ce qui est suffisant pour notre expérience. Nous avons cependant conscience qu'il faudra améliorer cette performance.

La linéarité entre la sortie et l'entrée est de - 1% jusqu'à 10 volts.

2.2.7. - Les mémoires analogiques

Chaque fois que la durée de l'information est inférieure au temps de traitement, ou à recours a une mémoire.

La mémorisation pour forme logique n'est souvent pas assez rapide (0,1 y sec/ Bit semble une limite actuelle). Aussi pour garder la valeur de crête de l'impulsion, image de E ou xE et dont la durée totale est de l'ordre de 2 10^{-6} s, nous avons eu recours à une mémoire analogique.

Le schéma de principe est le suivant

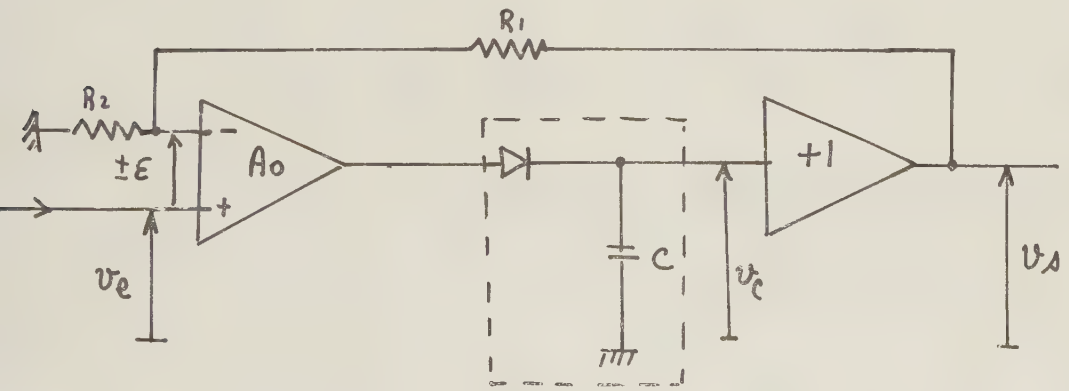


Fig 41

C'est un perfectionnement de la cellule de base diode capacité. Il permet de pallier les deux principaux inconvénients suivants :

- Non linéarite de la diode à bas niveaux
- Illumination des dépassements dus aux selfs parasites de la capacité, et

Expliquons en le principe : si v_c donc v_s diffère de v_e , soit $v_s = v_e \pm \varepsilon$ la différence fortement amplifiée et inversée viendra corriger v_c, jusqu'à ce que $v_s - v_e = o$.

Quand l'information v_e disparait l'amplificateur différentiel est déséquilibré, car il a OV sur l'entrée + et v_s image de v_c gardée en mémoire par c sur l'entrée.-

La sortie de cet amplificateur se sature donc en négatif bloquant totalement la diode.

La capacité ne se déchargera que par le courant inverse de diode et la résistance d'entrée de l'étage de sortie.

Remarquons que lorsque la tension d'entrée est inférieure à 0,5 V la diode ne conduit pas et la boucle de contre-réaction est ouverte. Le gain est égal à Ao ($\sim 10^5$). Cette faible tension fortement amplifiée atteint vite le seuil de conduction et la contre-réaction, fixe le gain à $\frac{R1 + R2}{R1}$ que l'on peut d'ailleurs ajuster.

La courbure de diode a donc été divisée par Ao, et de ce fait pratiquement éliminée.

Application numérique

Nous désirons stocker pendant 150 µs une valeur crête de 10 V avec une rapidité d'acquisition de 0,1 ys et une erreur $\leqslant$ 1%.

Il faut donc un courant de charge de la capacité $i = \varepsilon \frac{dv}{dt}$

Pour C : 1000 pF

$$i = \frac{10^{-9} \times 10}{0,1\ 10^{-6}} = 100 \text{ mA}$$

On voit que l'amplificateur d'entrée devra être très performant pour allier les qualités assez contradictoires de puissance de rapidité et de gain.

Quant au courant de fuite, on l'évalue en écrivant

$$A - A\, e^{-t/RC} = \frac{A}{100}$$

Ce qui pour la capacité précédente nous conduit à $R_{fuite} \geqslant 5\ M\Omega$

Ceci peut être atteint même à température élevée par l'emploi de diodes au silicium et de FET à l'entrée de l'étage de sortie/

Les meilleurs résultats ont été obtenus avec des diodes FD 700 Fairschild protégées de la lumière.

MEMOIRE ANALOGIQUE

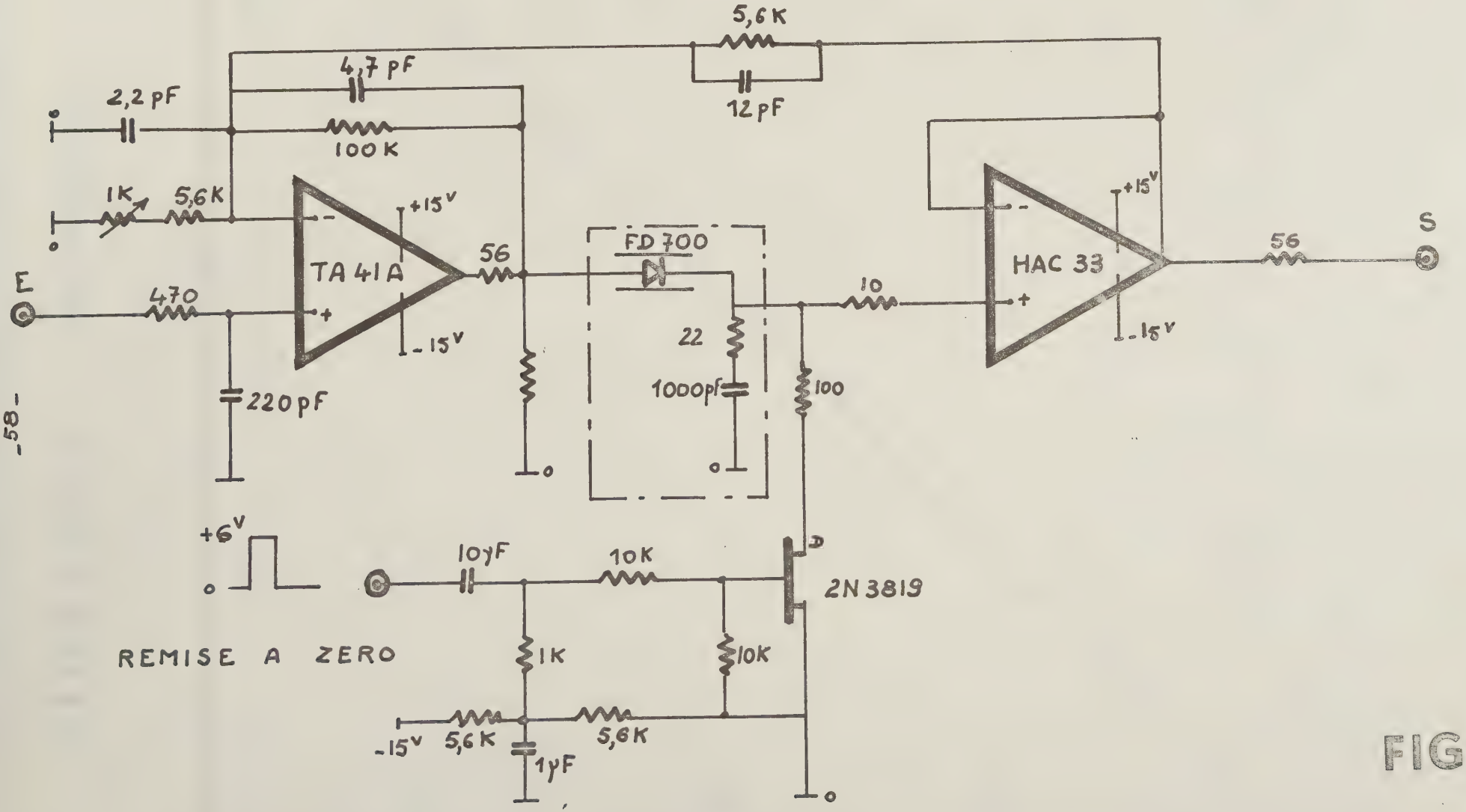


FIG 42

LINEARITE MEMOIRE

(Ampli. VA.22)

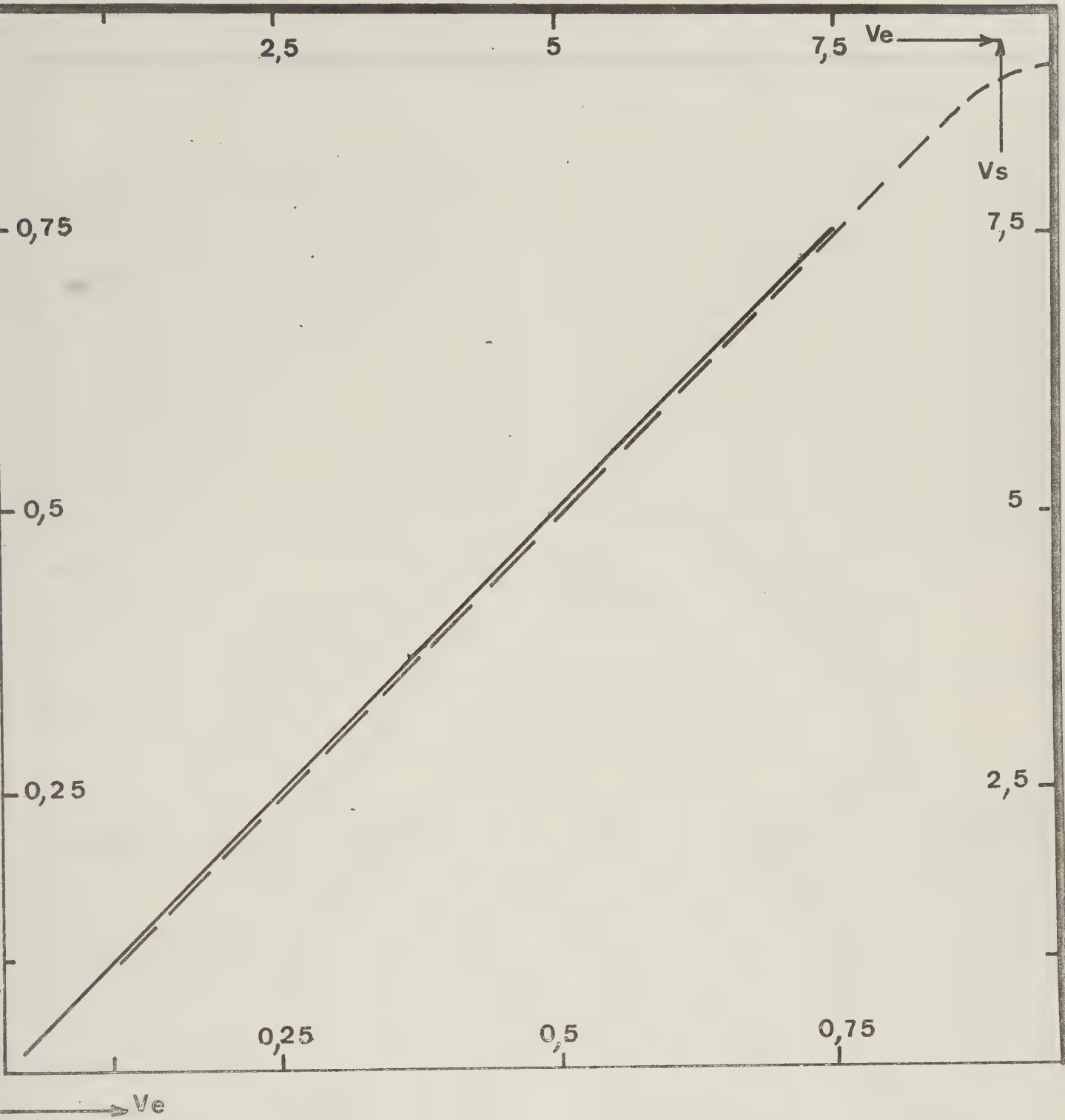


FIG.43

LINEARITE MEMOIRE

(Ampli TA 41A)

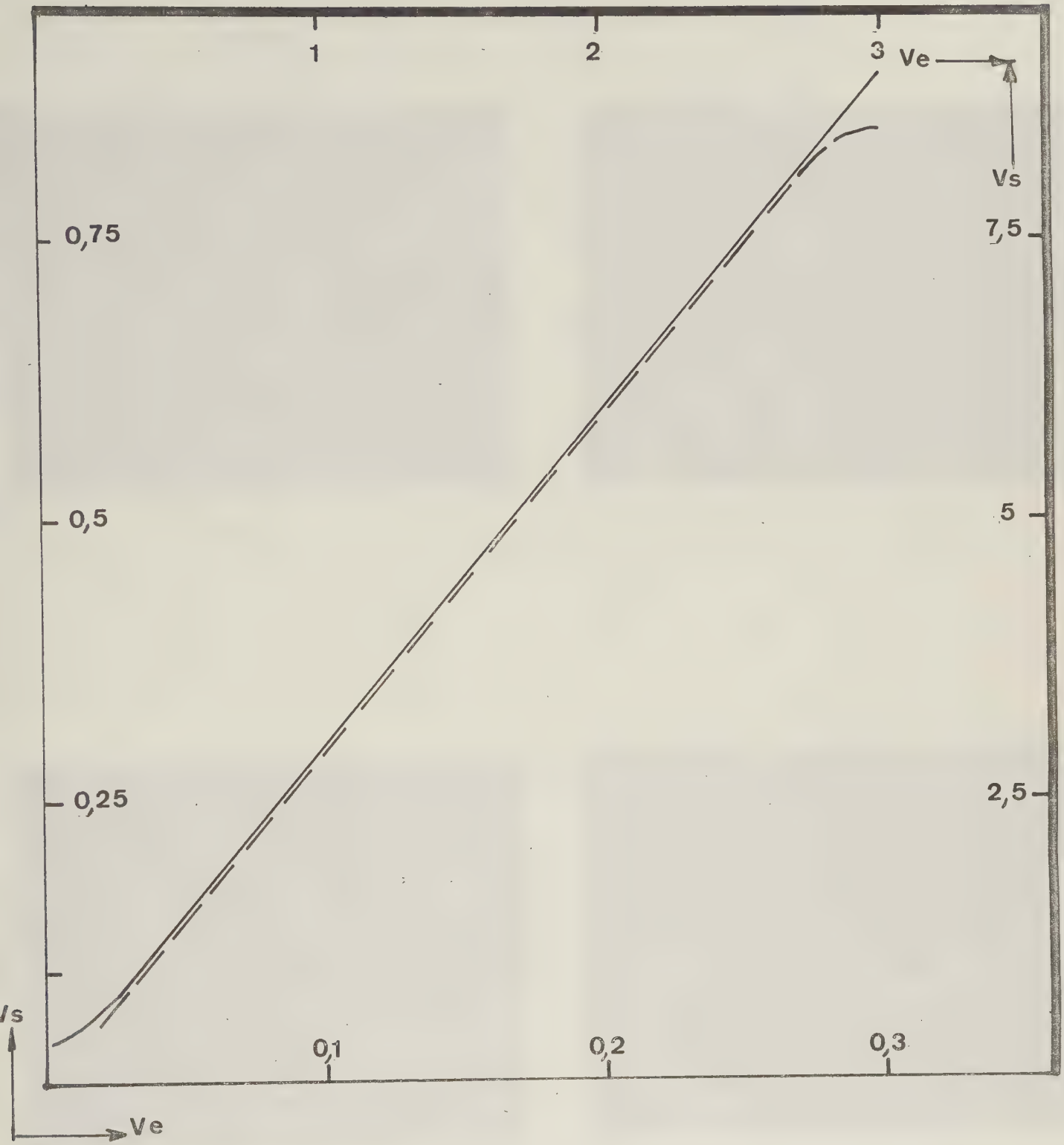
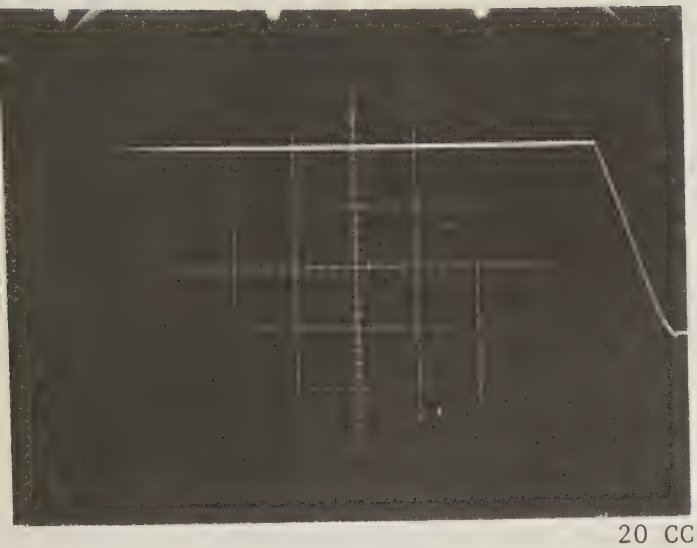


FIG.44

MEMOIRES ANALOGIQUES

MEMOIRE

20 µs cm →

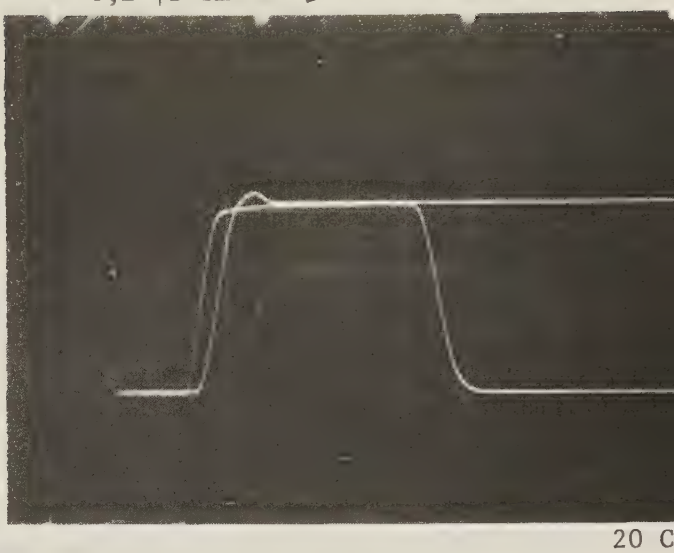


20 CC

20 γsec/cm

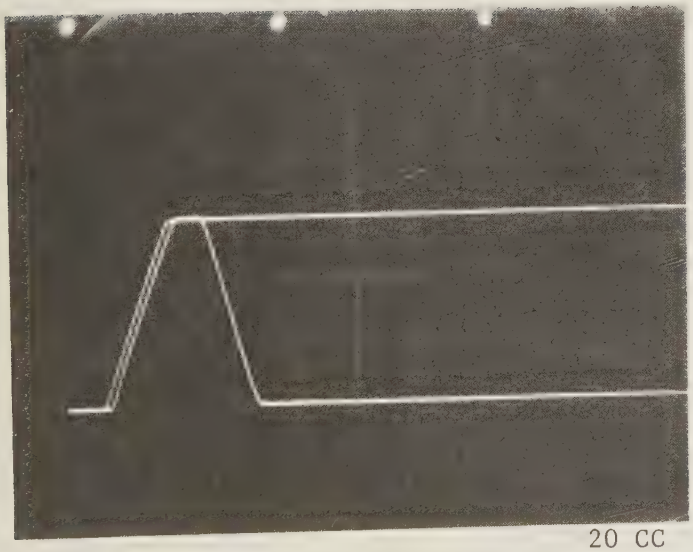
RAPIDITE

0,2 γs cm →



20 C

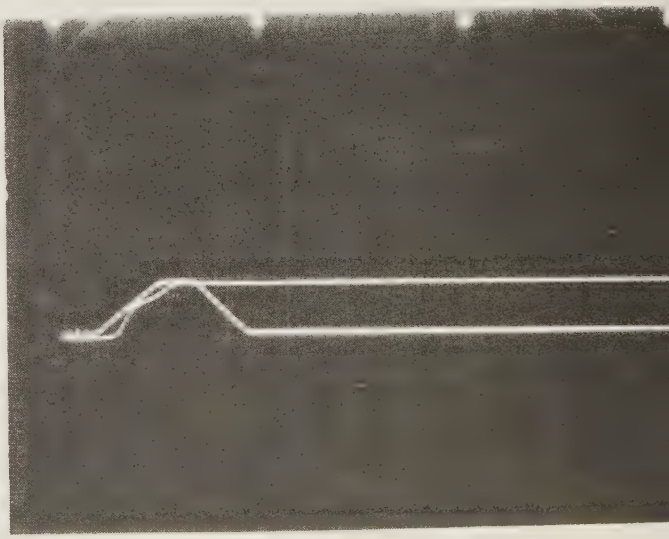
0,2 γsec/cm



0,1 V/cm

20 CC

0,5 γsec/cm



20 CC

0,5 γsec/cm

FIGURE 45

La capacité doit être très bien isolée, et surtout aselfique. Une résistance de 22 Ω placée en série a beaucoup amélioré le régime de suroscillation.

La remise à zéro de la capacité ne pose pas de problèmes particuliers mais doit être soignée pour éviter les fuites supplémentaires et les risques de relaxation.

Des essais en température ont donné toute satisfaction. Ceci est du au fort taux de contre-réaction continue de l'ensemble.

Le schéma détaillé est donné fig. 42. Les clichés fig. 45. montrent les qualités d'acquisition et de mémoire et la courbe fig. 43 et 44 sa linéarité.

L'amplificateur VA22 DCC (400 V/µs) a donné de meilleurs résultats que le TA41A 100 V/µs de chez Tranchant surtout en linéarite aux bas niveaux. Cependant les possibilités de ces derniers convenant à notre expérience ont été choisis pour des questions de délais.

La saturation intervient au-delà de + 8 V crête. Le gain a été fixé à + 3 afin de rattraper les pertes dues à l'adaptation de la ligne à retard et la perte d'insertion de la porte analogique.

2.2.8. - La division

Bien que nécessaires, tous les étages suivant le détecteur n'ont pas de rôle actif dans l'expérience, et pourrait dans une certaine limite être considérés comme annexes. Ce n'est pas le cas de la division qui a le rôle fondamental d'effectuer l'opération $\frac{xE}{E}$.

Après essais de différents principes de division, notre choix s'est porté sur l'emploi d'un multiplicateur analogique.

Le principe déjà exposé succinctement au § 2.2. est le suivant.

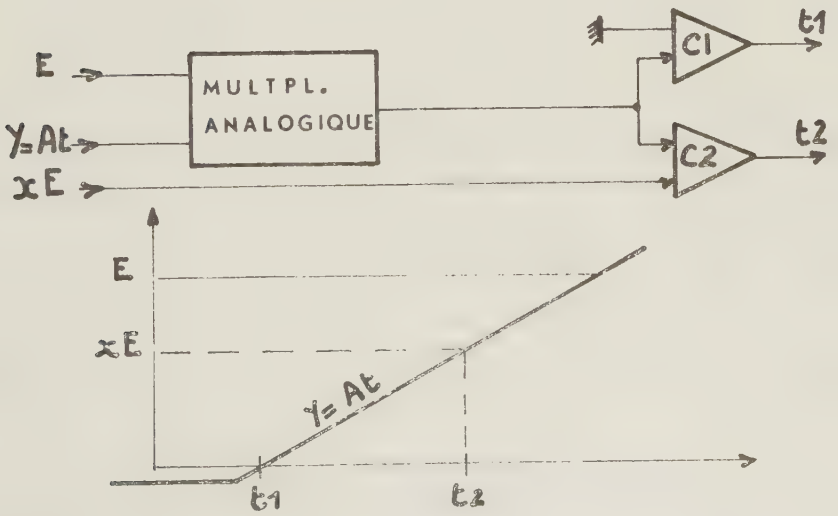


FIG 46

On compare dans C_2 le produit effectué par le multiplicateur analogique de E mémorisé par la dent de scie y = At.

Lorsque l'égalité xE = AtE se réalise à l'instant t_r, le comparateur C_2 bascule très rapidement. Un circuit différenciateur donne une impulsion. La différence de temps t2 - t1, (t1 étant fourni par un autre comparateur C_1 lors du passage de la dent de scie à o) sera proportionnelle à x ($x = \frac{xE}{E}$) donc à α valeur qui représente l'angle d'attaque.

La précision de cette opération est liée à la linéarité du multiplicateur, de la dent de scie et à la rapidité des comparateurs.

Nous avons fait partir la dent de scie d'une valeur légèrement négative afin de nous affranchir de toute variation de ligne de base de la dent de scie ou du zéro de sortie du multiplicateur sous l'influence de la température.

Lorsque t1 varie t2 aussi, mais t2 - t1 n'est pas affecté.

Le multiplicateur chois est du type 424 K de Analog DEVICE. Il possède d'excellentes qualités de bruit. Le bruit ajouté au signal EAt provoquerait une imprécision supplémentaire de déclenchement des comparateurs.

Son faible bruit de fond de 80 y Veff dans la bande (dans les mêmes conditions o à 100 Khz) peut être comparé aux 3 mVeff de ses concurrents, cela tient à son principe qui est différent.

La linéarité annoncée est de ± 0,5 % sur la gamme d'utilisation. La sortie délivre $V_s = \frac{XY}{10}$ ceci explique pourquoi nous avons choisi 10 V comme amplitude de dent de scie (en réalité nous avons pris 11 volts pour s'assurer du recoupement aux xE à fort niveau, compte tenu de l'excursion négative.

Dent de scie

Nous la générons à l'aide d'un système purement logique, basé sur l'emploi d'un convertisseur digital analogique de 7 bits.

Son principe est le suivant. Une horloge à quartz de 1280 khz délivre des impulsions qui attaquent un compteur synchrone.

L'état de chaque bascule est transmis au convertisseur D/A qui délivre en sortie une tension analogique, correspondant à la valeur digitale de son entrée. Si cette valeur croit régulièrement, la sortie délivrera une dent de scie. Lorsque le registre est plein, il recommence à zéro.

La durée de la dent de scie sera avec $f = 128\ 10^4$ Hz $T = \frac{1}{128\ 10^3}$ s

Comme le registre contient $128 = 2^7$ possibilités

$\frac{128}{128\ 10^4} = 10^{-4}$ s soit 100 µ sec qui fixeront la durée de division.

La dent de scie se présente comme une succession de 128 échelons superposés. Cela n'est pas gênant car ils seront intégrés par la bande passante limitée du multiplicateur.

Bien que consommant plus de puissance que les montages classiques il possède de nombreux avantages :

1° - Il ne se compose que de 4 circuits intégrés.

2° - La précision et la linéarité ne dépendent que d'un réseau résistif passif dont les caractéristiques sont plus stables en température que celles des composants actifs.

3° - La remise à zéro ou le départ peuvent être très facilement commandés en agissant sur le registre.

Nous utilisons un convertisseur AIMDAC 100 D de chez BOURNS. Sa linéarité différentielle est meilleure que 1/3 échelon soit 0,45% et sa linéarité intégrale 1%.

2.2.8. - Résultats d'expériences

On a procédé comme suit : un générateur à fréquence fixe envoie des impulsions à travers une porte dont le temps d'ouverture est de t2 - t1.

Ainsi le nombre d'impulsions N ayant traversé sera proportionnel à x donc à α.

Ces impulsions sont envoyées sur un analyseur de spectre INTERTECHNIQUE 400 canaux légèrement modifié pour cet emploi. Celui-ci nous donne des spectres de division tenant compte de la dispersion due à la résolution de la chaine. Des photos de ces spectres se trouvent à la fin de ce chapitre.

Les mesures ainsi obtenues permettent de se rendre compte (fig. 47) de la bonne résolution de l'électronique. Elles ont été obtenues en envoyant sur les préamplificateurs des impulsions du générateur de test. Représentant le cas le plus défavorable 200 KeV, et pour des rapports x approximatifs de 1 - 0,75 0,5 0,25.

La fig. 48 donne des résultats de division chiffrés, obtenus de la même manière en notant les canaux et en calculant les pourcentages.

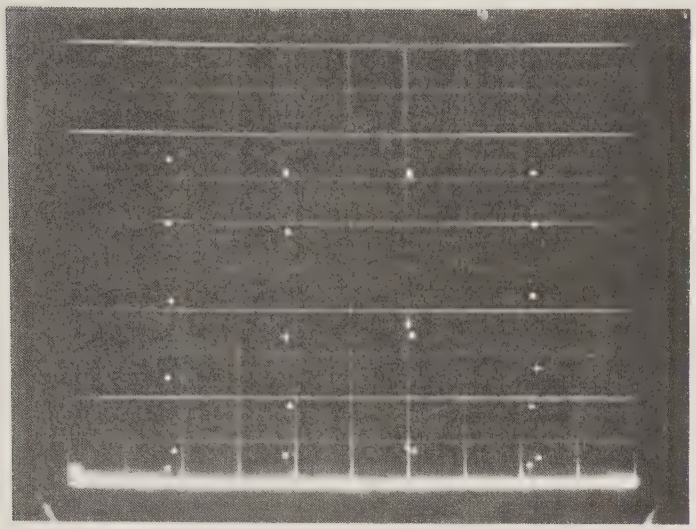
Cette erreur de division en fonction de l'énergie à rapport constant est de 4 % à condition que E soit $\geqslant$ 400 mV, ce qui représente 100 mV sur xE à x = 0,25.

Au-dessous les non linéarités de mémoires et les comparateurs provoquent des erreurs inacceptables.

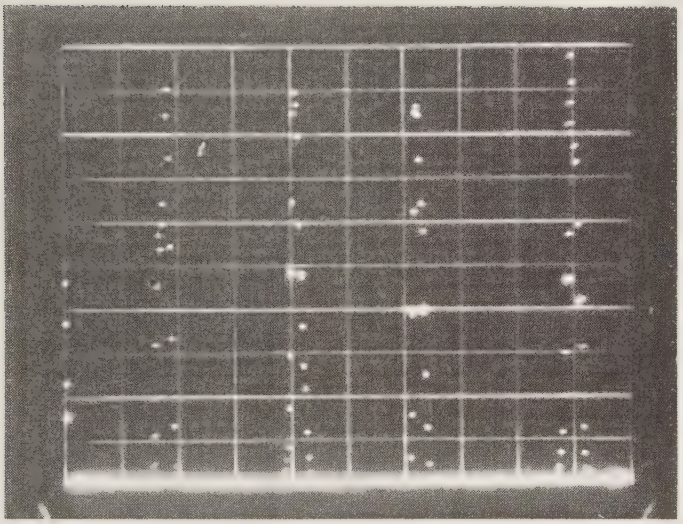
NOTE : La limite supérieure de 8 V n'a pu être atteinte, les comparateurs dont nous disposions ne dépassant pas 6 V. Ceci correspond à une énergie de 3,75 MeV et ne nous gène pas pour les expériences de laboratoires, car les problèmes se posent surtout à faible énergie et que les accélérateurs utilisés jusqu'à présent ne dépassent pas 2 MeV.

DIVISION

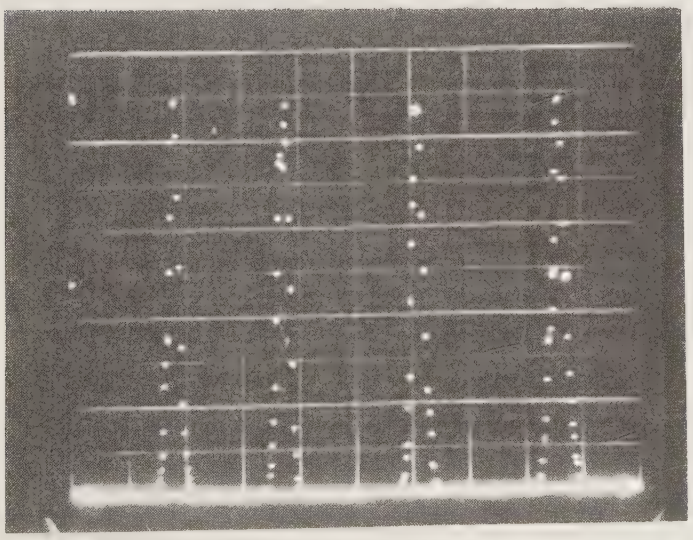
FONCTIONNEMENT ET BRUIT DE
L'ELECTRONIQUE SEULE



Entrée sur l'amplificateur



Entrée sur le préamplificateur



Entrée sur le préamplificateur
+ 56 pf

FIGURE 47

LINEARITE DE DIVISION

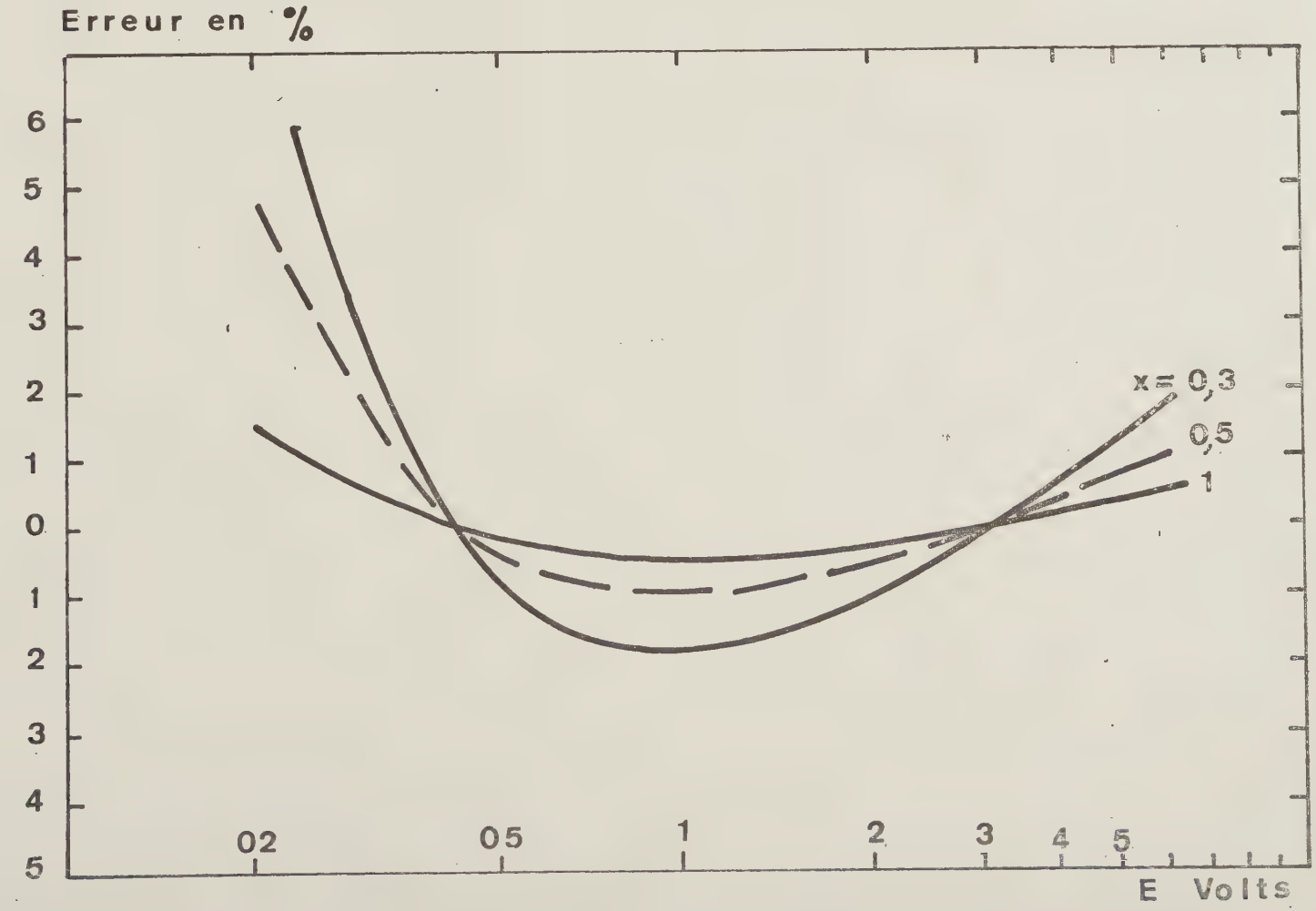


FIG. 48

CHAPITRE III

RESULTATS EXPERIMENTAUX

3.1. - Introduction

Après avoir noté dans le chapitre précédent le principe de fonctionnement et les détails techniques de la chaine, nous avions conclu avec des courbes et des clichés montrant les qualités de linéarité, de bruit et de résolution de l'électronique seule.

Ce dernier chapitre traite des résultats obtenus avec le détecteur. C'est en effet le but final de cette expérience d'en connaître les performances complètes. Or le détecteur interposé apporte ses propres sources de bruit non seulement du point de vue électronique (Courants de fuite, résistance du fond) mais aussi du point de vue "nucléaire" (fluctuation de l'énergie déposée par rapport à l'énergie la plus probable, phénomène de "straggling" qui perturbe les résolutions en E et en xE etc...)

Pour étudier ces différents problèmes et prouver la bonne qualité de l'ensemble du détecteur plus électronique, nous avons effectué 3 catégories d'essais :

= 1°) Des essais à l'aide d'un générateur d'impulsions qui nous a servi à tester le montage électronique comme il a été décrit au chapitre 2. Des précautions spéciales ont été prises pour que ce générateur fonctionne avec toute la linéarité et la stabilité requises, même chargé par l'entrée test du préamplificateur de charge.

= 2°) Des essais avec des sources radioactives. Ces essais ont l'avantage de pouvoir être effectués au laboratoire où nous travaillons habituellement. Ils permettent de calibrer le générateur de test en énergie et de faire de réels essais de division par définition du point d'impact à l'aide d'une fente déplaçable devant le détecteur. Ils ne nécessitent pas de montages particuliers, à l'exception de montages sous vide, lorsqu'on travaille avec des particules α.

En revanche il est impossible de couvrir avec des sources et dans de bonnes conditions la gamme utile en énergie (voir § 3.2.2.).

= 3°) Des essais sous accélérateurs, qui seuls permettent l'étude "en grandeur réelle" du système et permettent d'obtenir linéarité et résolution, en keV pour l'énergie et en degré pour l'angle d'attaque.

= 4°) Enfin quelques études sur la variation du fonctionnement avec la température doivent permettre d'atteindre les conditions de bruits optimales.

Dans le premier paragraphe, nous montrons la validité et les limites de ces trois catégories d'essais, et nous parlons des montages spéciaux que nous avons été amenés à réaliser pour les effectuer.

Les résultats obtenus dans chaque cas sont décrits et illustrés dans trois paragraphes successifs.

3.2. - Technologie et moyens d'essais

Les essais ont été menés à l'aide de trois moyens différents : accélérateurs, sources radioactives et générateur de test. Le temps pendant lequel nous pouvions disposer de l'accélérateur était limité et les opérations d'essais elles-mêmes nécessitant une logistique compliquée, il nous fallait trouver un moyen de remplacement pour effectuer nos essais de chaque jour.

Aussi nous nous sommes servi des deux autres possibilités dont nous discuterons la validité au § 3.2.

3.2.1. - Générateur de test

Il doit simuler les impulsions sortant du détecteur. Les fronts de montée doivent être de l'ordre de 10 ns et ceux de descente de l'ordre de 200 µ.

Ce générateur doit être capable de sortir sous 50 Ω afin de respecter le front de montée à l'extrémité du câble de liaison.

Nous avons dû en fabriquer un, spécialement adapté à notre problème, et qui délivre comme le détecteur à localisations de position deux impulsions de polarités opposées : positive sur E et négative sur xE. De plus nous pouvons faire varier le rapport x à l'aide d'un potentiomètre.

Les impulsions de référence doivent évidemment satisfaire aux critères de linéarité et de bruit afin que les défauts propres à ce générateur soient très inférieurs à ceux de la chaine que l'on teste.

3.2.2. - Sources radioactives

Il n'existe pas de sources de protons, et nous avons dû nous servir de sources d'électrons et d'α. Elles sont intéressantes du fait qu'elles font intervenir le détecteur de façon active avec tous les phénomènes propres à la transformation énergie cinétique - signal électrique qui s'y effectue.

Cependant on se heurte à des limitations sérieuses :

= a) Pour les sources d'électrons : en général ce sont des sources d'électrons de conversion, avec des "pics" dans leur spectre d'énergie parfaitement localisés et stables. Mais le pouvoir de pénétration des électrons est beaucoup plus grand que celui des particules lourdes. Si l'on prend des énergies supérieures à 200 keV toutes les particules ne déposeront pas la totalité de leur énergie dans le détecteur car elles le traversent, et si l'énergie est inférieure à 200 keV, elles déposent bien toute leur énergie mais on se trouve en dehors des limites fixées à l'électronique.

Cependant ces sources nous sont très utiles pour caler la chaine en énergie. Nous avons souvent utilisé une source d'Etain 113 dont l'énergie caractéristique de 363 keV est particulièrement bien placée dans notre gamme basse.

= b) Les sources d'α. Ces sources sont de haute énergie (supérieure à 4 MeV On peut diminuer cette énergie à l'aide d'obstacles, mais les réactions nucléaires élargissent le spectre d'énergie et on perd de ce fait cette information. De plus il est impératif de travailler sous vide avec de telles particules.

Nous avons utilisé une source d'Américium 241 dont le pic est à 5 MeV, devant laquelle on dispose une feuille de mylar métallisée. Ainsi l'énergie maximale était de 1 MeV, mais le spectre était étalé de 0 à 1 MeV. Ceci ne nous empêche cependant pas de faire des divisions en déplaçant une fenêtre étroite devant le détecteur.

Ces sources ne sont qu'un palliatif, cependant elles permettent de travailler avec des particules en laboratoire. Les sources ne sont qu'un palliatif qui nous permettent cependant de travailler avec des particules en laboratoire. Mais si l'on veut disposer d'énergies bien définies, nous avons vu que nous sommes limités

aux gammes d'énergie suivantes :
- 200 keV < E < 400 keV pour les sources d'électrons - 5 MeV < E pour les sources d'α il faut donc avoir recours aux accélérateurs.

3.2.3. - Les accélérateurs

Les énergies qui nous conviennent (de l'ordre du MeV) nécessitent des installations importantes, très éloignées de notre laboratoire. Mais ces essais sont ceux qui se rapprochent le plus des conditions pour lesquelles cet appareil a été prévu.

Aussi c'est sous accélérateur que nous avons toujours vérifié la validité des résultats obtenus en laboratoire.

Ils ont l'avantage de fournir des protons à des énergies que l'on peut ajuster dans toute notre gamme d'utilisation.

Ils présentent cependant l'inconvénient majeur en plus des lieux géographiques de nécessiter un travail sous vide secondaire (10^{-5} à 10^{-6} T022) ajoutant encore des mesures de vide et des précautions pour le maintenir qui alourdissent "l'intendance".

Nous avons transporté notre expérience d'abord au Centre Nucléaire du CNRS à STRASBOURG. L'accélérateur Philips était du type à redressement secteur et à doubleurs de tension. Sa gamme d'énergie variait de 300 keV à 1 MeV.

A LANNION, l'accélérateur du CNET est du type VAN DE GRAAF. Sa gamme d'énergie allait de 200 keV à 2 MeV. Les flux minima de ce genre d'accélérateur est de l'ordre de k cm^{-2} S^{-1} et sont beaucoup trop importants pour nous.

Aussi l'on travaille avec des protons diffusés par une cible d'or, utilisés en transmission. L'angle faisceau indicent - cible - détecteur est de 30° et l'on ne recueille ainsi qu'une faible partie du flux incident.

Mais deux problèmes sont liés à cette utilisation :

1°) Une partie de l'énergie incidente est perdue dans la cible et dépend de son épaisseur. Il importe de la connaître afin de savoir quelle énergie vraie va sur le détecteur. A LANNION cette perte d'énergie était chiffrée exactement à l'aide d'un appareillage travaillant sur les particules rétrodiffusées par la cible.

2°) Il se greffe aussi le phénomène de "Straggling" qui est un élargissement du spectre, l'énergie après diffusion, d'autant plus grand que l'énergie est faible et la cible épaisse. Ceci rend nos mesures de résolution en E et xE pessimistes.

Les essais sous accélérateurs ont nécessité des appareillages spéciaux destinés à commande de l'extérieur la translation de la fente où la rotation de l'ensemble sous-vide.

3.2.4. - Le refroidissement

Là aussi nous avons dû résoudre quelques problèmes et réaliser des montages qui devaient assurer une parfaite étanchéité au vide sous basse température. Deux montages sont prévus : par effet Pelletier jusqu'à - 30°C et par azote liquide jusqu'à - 150°C.

Cependant les améliorations en résolutions prévues n'ont pas donné de résultat à - 30°C. Le dernier essai à - 150°C beaucoup plus risqué pour le détecteur n'a pu être encore fait. Il le sera sous peu en laboratoire.

3.2.5. - Détecteurs utilisés

Nous avons utilisé deux types de détecteurs dont nous donnons quelques caractéristiques comparées.

Type de jonction	NUCLEAR DIODE type 430	SEAVOM type 3R3
Zone désertée	300 µ	300 µ
Polarisation	60 V	50 V
Courant de fuite	200 10^{-9} A	400 10^{-9} A
Dimensions	30 x 4 mm	30 x 30 mm
Résistance de localisation	18 kΩ	5 kΩ
Procédé de fabrication de la courbe résistive	Implantation d'ions	Métallisation sous vide
Résolution en		
E x	20 keV	25 keV
xE x	30 keV	55 keV

x Mesurée au générateur de test.

Une plus mauvaise résolution en E et xE de la jonction Seavom explique que la plupart de nos essais aient porté sur la Nuclear Diode, cependant nous comptons poursuivre nos essais sur la Seavom car les contacts avec le constructeur sont beaucoup plus faciles.

3.3. - Essais avec générateur

Nous avons calculé au § 2.2.5. les constantes de temps théoriquement susceptibles de nous conduire au meilleur résultat. Elles étaient :

Sur E $T_1 = T_2 = 1{,}2$ µs

Sur xE $T_1 = T_2 = 0{,}5$ µs

Nous avons cependant fait de nombreux essais systématiques autour de ces valeurs, afin de connaître l'influence du filtrage sur la résolution. Le tableau ci-dessous donne quelques valeurs caractéristiques obtenues au générateur pour une énergie équivalente à 500 keV.

Cte de temps en µs			
Sur E Sur xE	1,5 1,5	1 0,5	0,5 1,5
ΔE (keV)	21	22	30
ΔxE (keV)	45	30	40
$\frac{\Delta x}{x}$ %	15	8	22,5

On constate que la meilleure précision en x est obtenue pour des valeurs voisines des valeurs théoriques. La diminution des constantes de temps sur xE nous a paru beaucoup plus efficace que sur E. L'augmentation des constantes de temps sur E est moins significative. Contrairement à la théorie nous n'avons pas constaté que la résolution en E parait par une valeur optimale pour 1,2 µs.

3.3.2. - Influence de la corrélation des bruits sur E et xE

Gardant le filtrage ci-dessus, nous avons fait des essais de décision avec l'analyseur multicanaux intertechnique modifié. Le résultat de la division intégré sur un certain temps peut aussi être analysé en 400 canaux, tenant compte de la répartition statique des mesures individuelles.

Notons bien que sur les clichés ces résultats de division ressemblent à des spectres d'énergie. Cependant la largeur à mi hauteur exprimée en pourcentage de la longueur du détecteur représente un pouvoir séparateur.

Une expérience faite au générateur de test à 200 keV, cas le plus défavorable donne :

	keV	%
E	19	9
xE	30	13,5
$\frac{\Delta x}{x}$ mesuré		13
$\frac{\Delta x}{x}$ prévu		26,5

que nous comparons aux valeurs prévues au § 2.1.1.

Le calcul que nous avions fait sans tenir compte des bruits corrélés nous donnait une erreur prévue de (9 + 13,5 + 4) % = 26,5 % alors que les mesures nous donnent 13 %. C'est une amélioration appréciable qu'aucun spécialiste consulté n'avait pu chiffrer.

Il est clair que certaines de ces erreurs ne sont pas indépendantes, c'est le cas notamment (OWEN et AWCOCK, 1968) du bruit introduit par le courant de fuite du détecteur, et de certaines composantes de bruit que l'on retrouve sur les deux préamplificateurs en proportions différentes, couplées par la capacité de la jonction.

La hauteur des impulsions E et xE sera partiellement affectée d'un même facteur, qui disparaitra à la division. Il en est de même du bruit associé à la résolution "nucléaire" proprement dite (Effet Fano, SAMUELLI, 1968) dont on montre que dans notre cas il est de l'ordre de 3 keV.

Ce phénomène de bruits corrélés est parfaitement illustré dans la figure 49. Le cliché n° 2 pour x = 0,25 montre que xE est noyé dans le bruit et n'apparaît pas, alors que x lui, apparaît correctement pour cette même valeur et dans les mêmes conditions.

3.4. - Essais avec des sources

Nous avons vu au paragraphe 3.2.2. l'intérêt et les limites de l'utilisation des sources radioactives pour les essais relatifs à notre détecteur. L'utilisation de sources nous permet cependant d'effectuer deux essais impossibles à réaliser avec le générateur seul.

1°) Nous pouvons étalonner le générateur en valeur absolue d'énergie. Le pic en électrons de l'Etain 113, situé à 363 keV est parfaitement visible sur la figure 50 bis.

2°) Nous pouvons faire les études de réponse en x. En effet il suffit de placer à ras du détecteur une fente étroite déplaçable pour n'éclairer qu'une partie localisée du détecteur.

Avec le générateur, cet essai était impossible, même si artificiellement nous étions capables de tester la division en produisant deux signaux ayant entre eux une certaine constante de proportionnalité appelée x.

Lorsque nous effectuons cet essai, nous voyons de façon encore plus éclatante l'amélioration apportée par la division en x.

En effet, comme nous l'avons dit, l'utilisation d'une source d'Américium 241 qui délivre des α de 5 MeV, nécessite l'interposition d'une feuille de mylar métallisée, qui entraine une dispersion en énergie couvrant tout le spectre de 0 à 1 MeV (figure 50 a). La division, après interposition d'une fente de 0,5 mm de largeur, placée à des positions correspondant à des valeurs de x de 1 ; 0,75 ; 0,5 et 0,25 redonne bien des pics distincts (figure 50 b).

On constate que si des particules ayant un spectre très large en énergie frappent le détecteur en un point déterminé, la méthode que nous avons conçue permet de localiser ce point, même en présence d'un spectre très large en E et xE. C'est la démonstration la plus frappante que nous puissions donner de la validité de notre technique.

Nous verrons que les essais sous accélérateur confirment ce résultat et démontrent son amélioration au fur et à mesure que l'énergie du faisceau incident augmente.

C'est également avec des sources qu'il est possible de vérifier la linéarité de la réponse en x du détecteur. Toutefois cette étude ayant également été faite sous accélérateur, nous n'en présenterons les résultats qu'au paragraphe suivant.

3.5. - Essais sous accélérateur

L'avantage des accélérateurs est qu'ils fournissent des pics d'énergie bien déterminés et ajustables tout au moins dans certaines conditions. Nous avons vu en effet que la traversée d'une cible provoque non seulement une perte en énergie par rapport à l'énergie initiale du faisceau incident (cette perte est mesurable avec une précision suffisante) mais aussi un élargissement en énergie de la fraction du faisceau qui atteint notre détecteur. Cet élargissement est dans la plupart des cas supérieur à la résolution de celui-ci. Toutefois l'utilisation de faisceaux réels est utile à plusieurs points de vue.

1°) Elle nous permet de vérifier le fonctionnement de la chaine dans les conditions réelles d'utilisation.

2°) Elle nous permet de parfaire l'étude de la correspondance entre essais au générateur et essais avec des particules dans la gamme d'énergie qui n'est pas couverte par les sources radioactives.

Dans ce but nous avons refait des mesures de résolution en x, les clichés des figures 50 et 50 bis donnent des exemples de résolutions et de précision que l'on peut obtenir en x à différentes énergies. Ces résultats sont rassemblés dans le tableau suivant, dans lequel on donne par comparaison les résolutions "théoriques" obtenues à l'aide du générateur de test.

Energie	250 keV		500 keV		1 MeV	
	Géné.	Acc.	Géné.	Acc.	Géné.	Acc.
* ΔE (keV)	15	30	15	30	14	29
* $\Delta x E$ (keV)	30	40	30	40	29	38
Δx en mm	3,2	3,3	2	2,1	1,1	1,35
$\frac{\Delta x}{x}$ pour x = 1 en %	10,5	11	6,7	7	3,7	4,5

* Remarque 1 : Ces résolutions sous accélérateur sont faussées par le "straggling" comme nous l'avons déjà mentionné.

Remarque 2 : Dans les mesures de résolution, on table sur une erreur de 1 à 2 canaux et les chiffres précédents sont à ± 3 keV à 1 MeV
± 1,5 keV à 500 keV
± 1 keV à 250 keV

3°) C'est seulement sous accélérateur et grâce à l'un des montages spéciaux mentionnés au § 3.2.3. que l'on peut faire l'étude de la réponse en angle, but de notre expérience.

En effet même si l'appareil fournit correctement la réponse relative à x, et que cette réponse peut être transcrite avec une erreur minime (voir § 2.1.2) en une mesure en α, il n'est pas évident que des protons arrivant dans une inclinaison différente de la verticale produisent les mêmes pertes en E et xE, et que la précision dans la mesure en x ne s'en présente pas.

La courbe de la figure 52 montre la linéarité en x faite à 1 MeV.

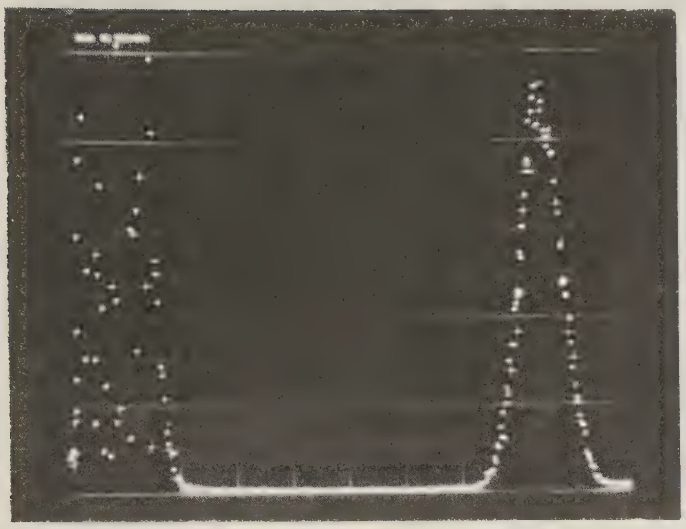
La courbe de la figure 53 montre la réponse en angle faite avec des protons de 500 keV.

On voit que l'on reste dans les limites de linéarité que nous nous étions fixées.

4°) Enfin c'est seulement grâce aux accélérateurs que l'on peut vérifier la linéarité de la réponse en énergie (voir figure 54) bien que cette question soit parfaitement résolue pour les détecteurs fonctionnant en $\frac{dE}{dx}$.

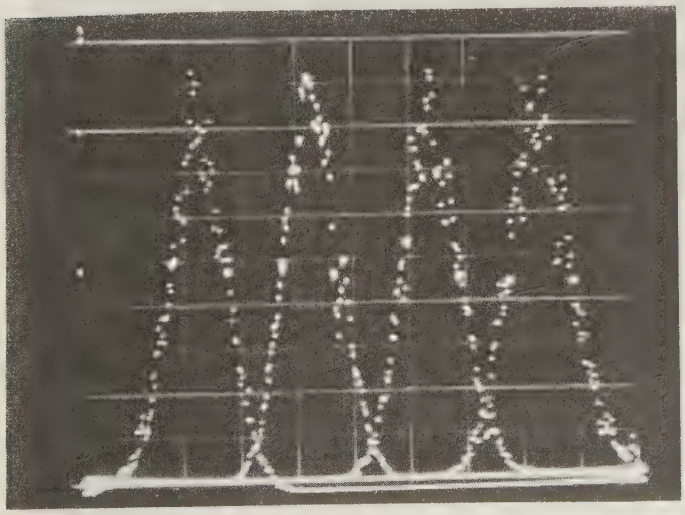
BRUITS CORRELES A 200 keV

AMELIORATION AMENEE PAR LA DIVISION



Résolution en E

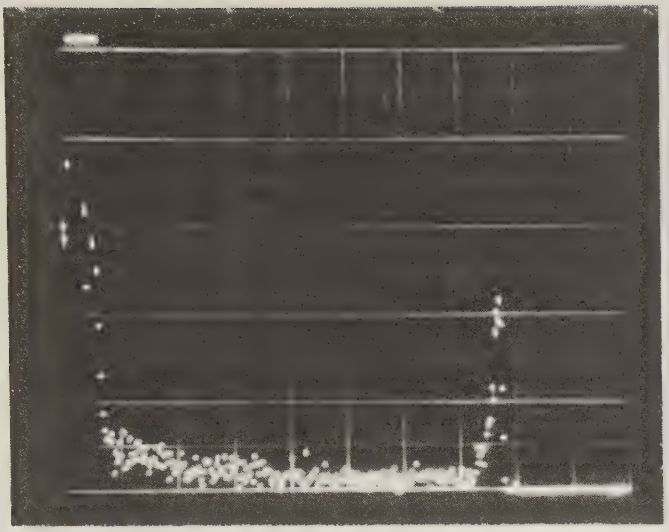
Résolution en xE



Division x

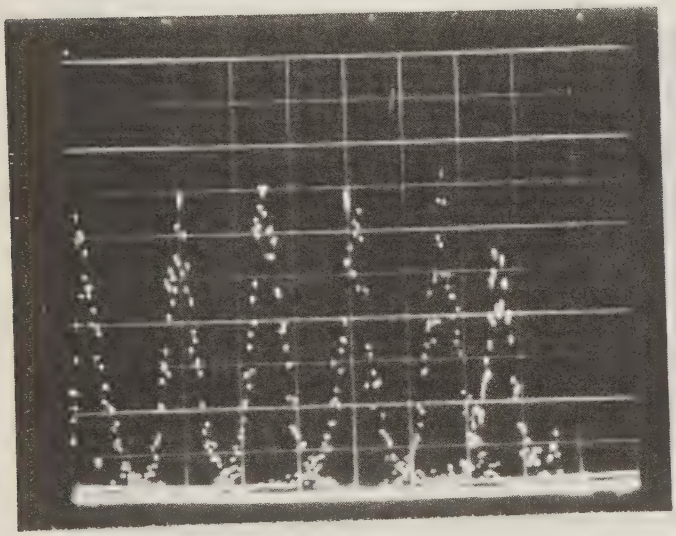
FIGURE 49

SPECTRE ETALE



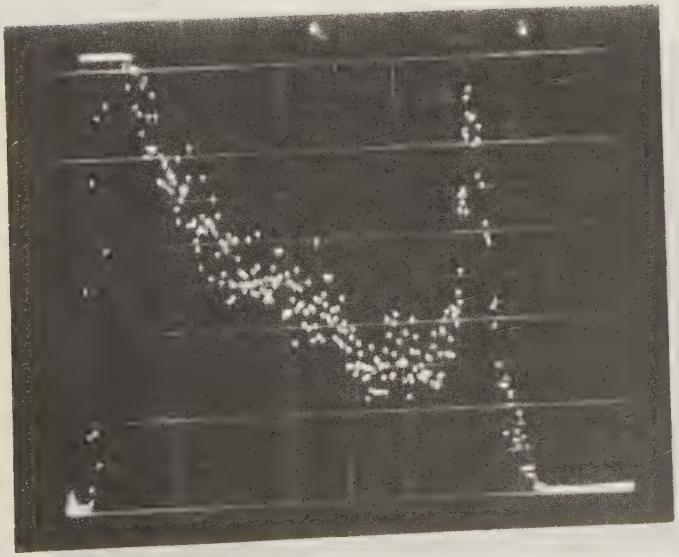
Spectre d'Américium
241 (α de 290 KeV à 1 MeV)

FIGURE 50



Division x

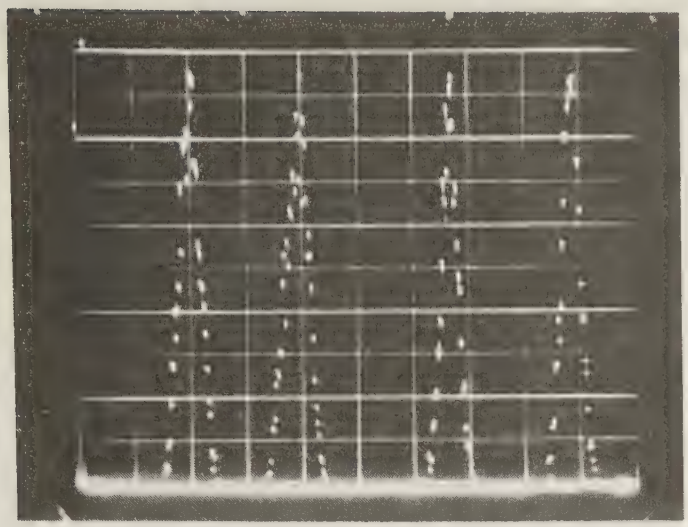
FIGURE 51



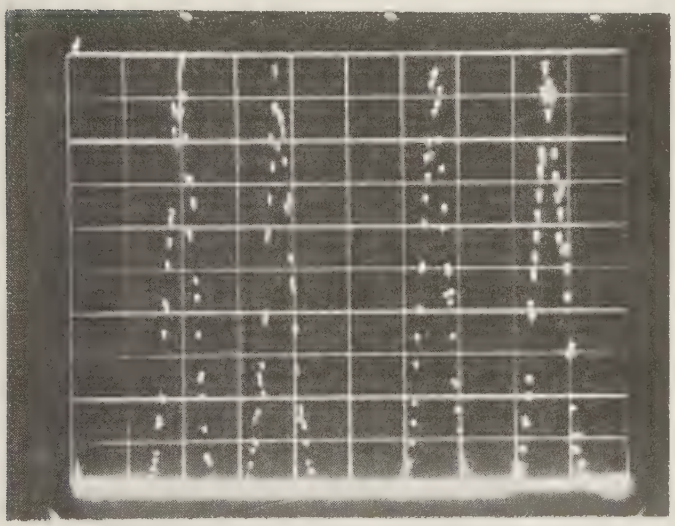
Spectre d'Etaim 113
(β de 363 KeV)

FIGURE 51 bis

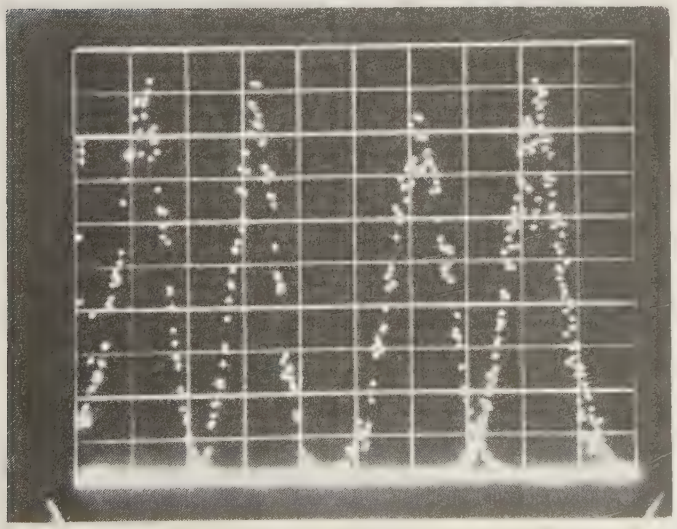
PRECISION EN X (AU GENERATEUR)



à 1 MeV

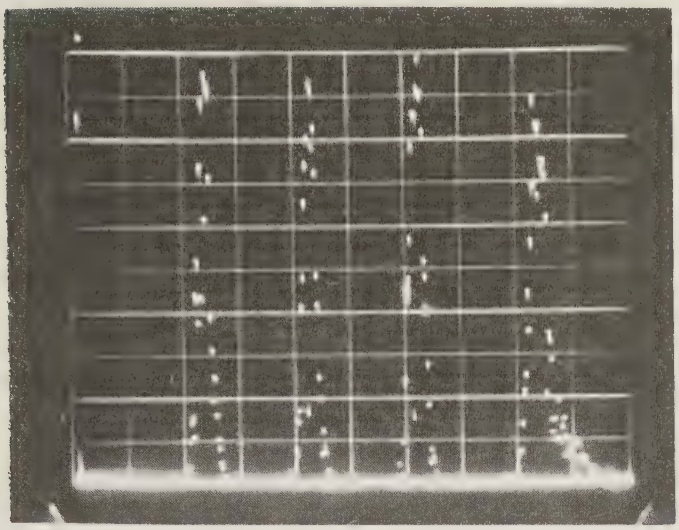


à 500 keV

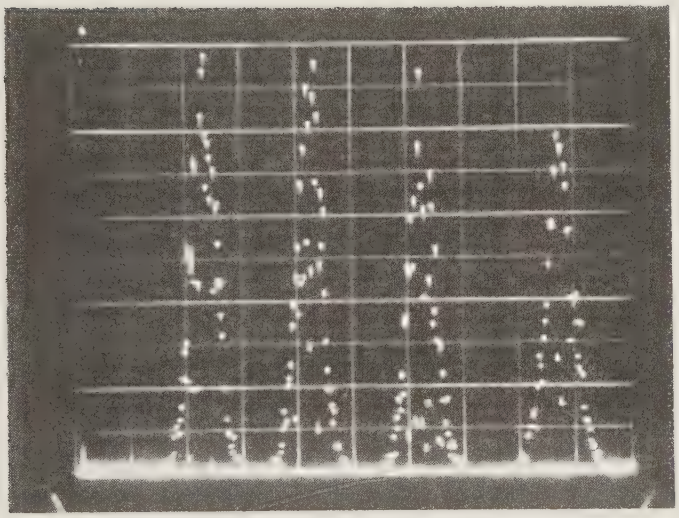


à 250 keV

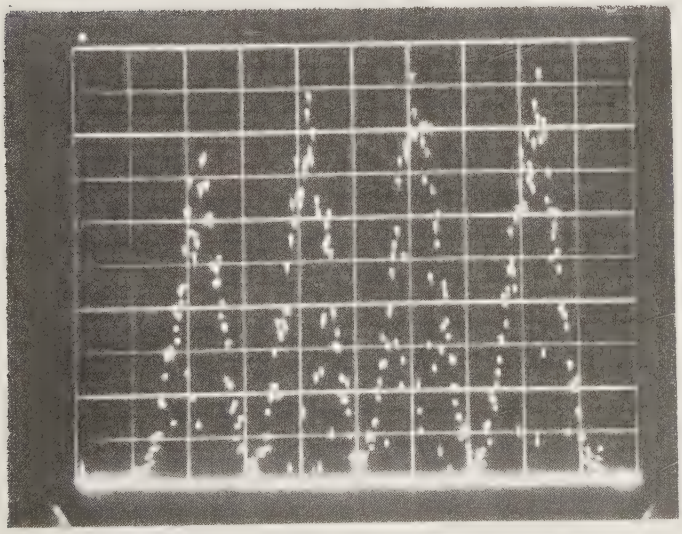
PRECISION EN X SOUS ACCELERATEUR



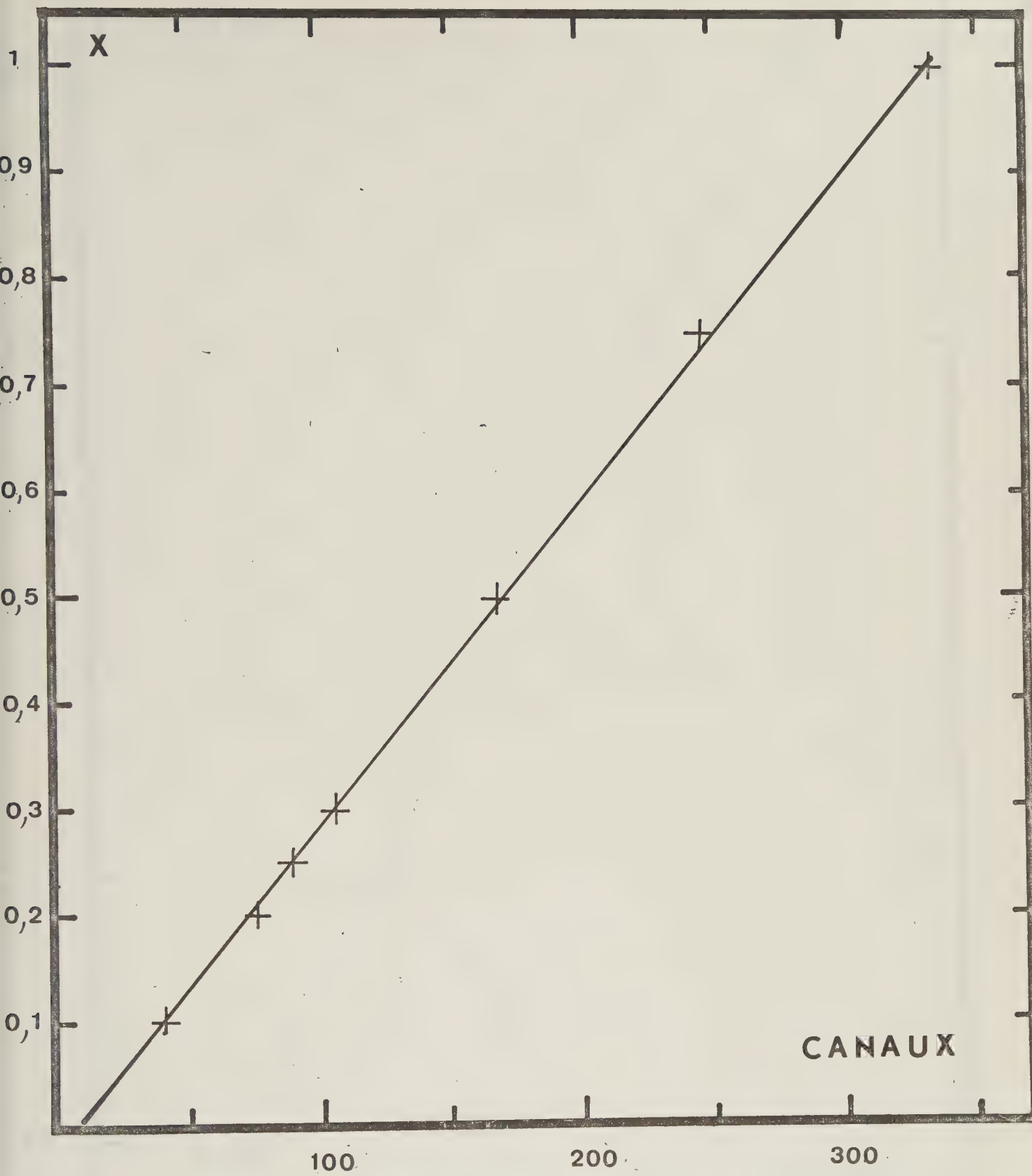
à 1 MeV



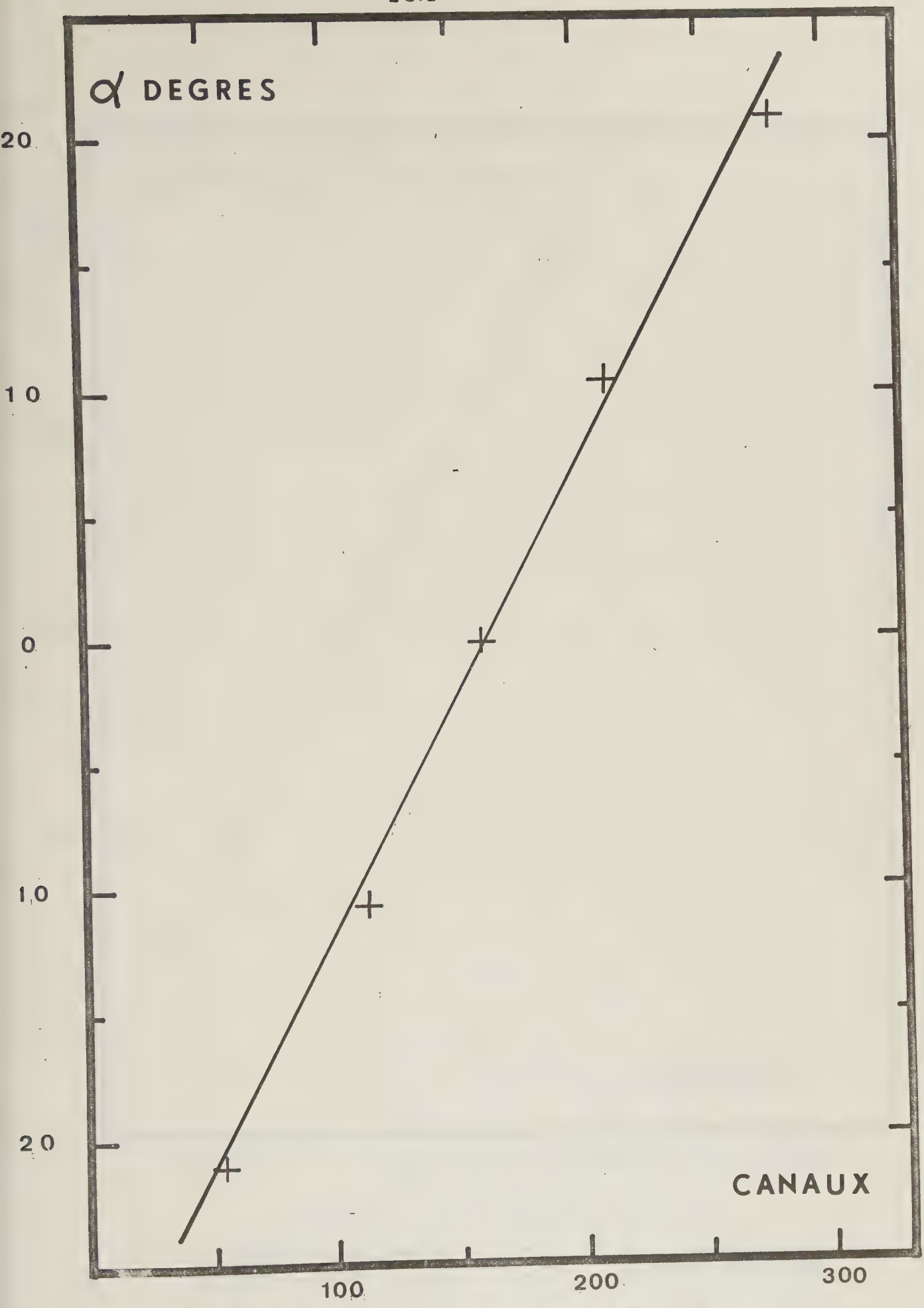
à 500 keV



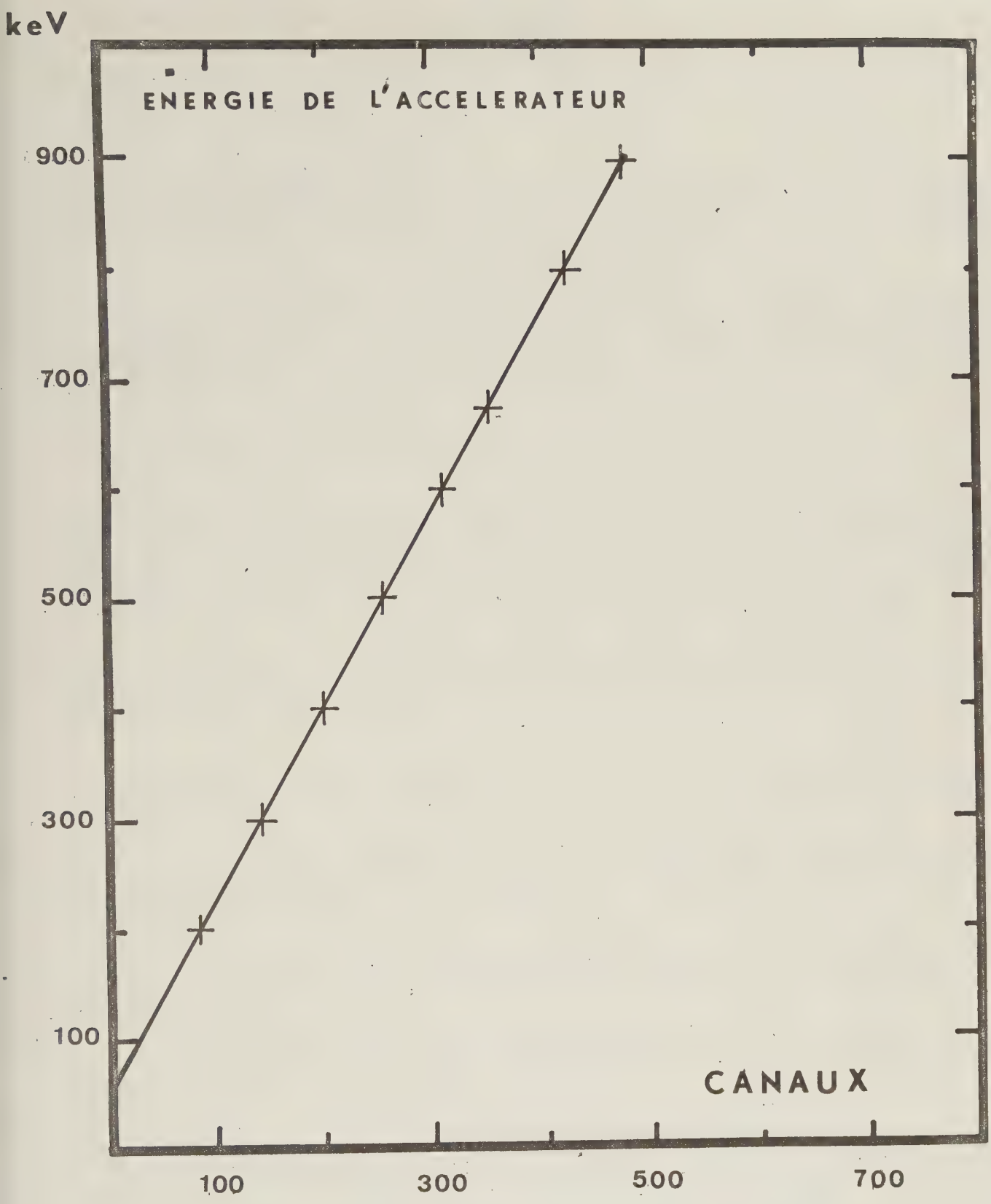
à 250 keV



LINEARITE EN X



LINEARITE EN ANGLE



LINEARITE EN ENERGIE

CONCLUSIONS

Nous avons essayé de faire une expérience adaptée à la résolution d'un problème posé par l'étude de la dynamique de la magnétosphère, à savoir la détermination rapide et précise de la fonction de distribution des particules de moyenne énergie.

En fonction, d'une part des caractéristiques du milieu magnétosphérique (répartition en énergie, flux des particules existantes), des désirs des scientifiques (résolution en temps, en énergie en angle) d'autre part des contingeances techniques (dimensions bruit, linéarite) des détecteurs actuellement disponibles.

Il a été possible de définir un détecteur "idéal" permettant d'atteindre au mieux les objectifs fixés.

Ce détecteur est fondé sur le principe de la division de deux impulsions fournies par une fonction à localisation de position. Compte tenu des caractéristiques réelles de ce type de détecteur, il a été possible de fixer à priori des gammes de fonctionnement (en énergie et en angle d'attaque) et de prévoir les résolutions escomptées.

La mise au point de l'électronique associée à constitué l'essentiel de notre travail. Le rôle fondamental des constantes de temps et des réponses en fréquence des préamplificateurs sur chaque voie a été mis en évidence.

Au cours d'essais, à l'aide d'un générateur d'impulsions spécialement conçu, ou à l'aide de sources radioactives ou de faisceaux de protons fournis par des accélérateurs nous avons pu établir :

1° - Que l'ensemble réalisé correspondait bien aux définitions établies théoriquement du point de vue de la linéarite, de la plage de dynamique de la résolution au temps.

2° - Que la résolution en angle d'attaque était bien meilleure que celle que l'on pouvait escompter d'un calcul d'erreur fondé sur l'indépendance des résolutions en E et en xE.

La corrélation qui existe entre les dispersions des mesures de E et de xE fait effectivement disparaître celle-ci au cours de la division.

Dans le cadre limité de ce travail, nous n'avons pu aborder avec tout le sérieux nécessaire un certain nombre de problèmes liés à l'utilisation de ce détecteur au sol ou en ambiance spatiale.

a) Le perfectionnement du système du point de vue de son bruit propre, de l'effet de température, de la valeur optimale de la résistance de la couche inférieure n'a pu être étudié dans tous ses détails.

b) L'influence de la détérioration progressive des caractéristiques du détecteur lorsqu'il est soumis aux radiations intenses qu'il pourrait rencontrer dans la zone interne de piègeage des particules de haute énergie n'a pu être estimé.

c) Le problème de la tenue aux vibrations n'a pas été abordé, mais nous ne voyons pas là de difficultés majeures à son utilisation en ambiance spatiale.

d) Il en est de même pour les problèmes annexes que l'on est amené à rencontrer lorsque le satellite tournant autour d'un axe de direction arbitraire, l'angle d'arrivée que l'on mesure est différent de l'angle d'attaque des particules par rapport au champ magnétique terrestre, les solutions simples et efficaces ont été proposées par ailleurs (Madame ETCHETO et B. de la PORTE DES VAUX 1970. Proposition du satellite géostationnaire de l'ESRO).

En conclusion il semble que l'appareil que nous avons mis au point puisse répondre de façon valable à un besoin scientifique réel en matière de recherche spatiale. Quelques études supplémentaires seraient nécessaires si l'on voulait garantir son emploi en satellite. Mais tel qu'il est actuellement défini son utilisation sur une expérience en fusée ne semble pas poser de problèmes majeurs et semble au contraire pouvoir apporter un grand nombre de résultats fondamentaux relatifs à la dynamique des particules de moyenne énergie dans la magnétosphère.

BIBLIOGRAPHIE

1 BERTHOLINI G. et COCHE A. semi-conductor detectors North Holland Pub Cy ; Amsterdam - 1968

2 BLALOCK, T.V. I.E.E.E. Trans NS/13 (3) 457, 1966

3 CAMBELL, M.R. J. Inst. Elec. Eng, 3 (93) 45, 1946

4 DAVIS, L.R., Low energy trapped protons and electrons, Proceding of the Plasma Space Science Symposium, D. Reidel Pub. Co Dordrecht, 212, 1965

5 DAVID, LANDOIS et RICHARD - Symposium d'électronique nucléaire, Versailles 1968

6 ETCHETO JA et B. DE LA PORTE DES VAUX - Fast mesurement of pitch angle and energy distributions of high energy protons ($0,2 < E < 10$ MeV). Note technique G.R.I. GRI/NTP/66 1970 a

7 ETCHETO JA et B DE LA PORTE DES VAUX
Proposition de fusée à l'ESRO 1970 b

8 FREYCENON, J. et G. de ROSNY. Résolution d'un préamplificateur à transistor à effet de champ dans une chaine spectrométrie.
L'onde électrique (488 bis) 1363 - 1367 -, 1967

9 HESS - Swn. Introduction to space science - Gordon and Preach Science Publishers - New-York, 1965

10 LIBBS, G. Préamplificateur de charge à haute résolution. L'onde électrique (488 bis 1368 - 1371 -, 1967

11 OWEN, R. B. et M. L. AWCOCK. One and two dimensionnal position sensing semi-conductor detector.
I.E.E.E. trans N.S 16 (3) 290-303-, 1968

12 RADEKA, V. I.E.E.E. trans NS/13 (3), 1966

13 RADIOTECHNIQUE : Détecteurs semi-conducteur, 1968

14 SAMUELLI, J.J., J. PIGNERET et A. SARAZIN
Instrumentation électronique en physique nucléaire.
Ed. MASSON et Cie, Paris 1968.

15 STEVENS J.R., E.F. MARTINA et R.S. WHITE, Protons energy, distributions from 0,060 + 0 3,3 MeV at 6,6 earth rad. I. Géophys. Res., 75 (28) 5373 - 5385, 1970.

16 SMITH, K.F. et J.E. CLINE I.E.E.E. trans NS/13 (3) 468, 1966

17 VAN DER ZIEL A. Proced. I.E.E.E. 51, 461, 1963

Académie de Paris

UNIVERSITE de PARIS VI
II, Quai Saint Bernard - Paris 5

SERVICE DE LA SCOLARITE
Bureau des Enseignements du 3e Cycle

tél. 336.25.25 et 325.12.21

PERMIS D'IMPRIMER

DOCTORAT : D'UNIVERSITE

THESE DE :

NOM : ETCHETO

Prénoms : Jean Marie

né le 1er Mai 19 32 à SAINT-JEAN-PIED-DE-PORT Dépt : Basses-Pyrénées

1ère THESE : Technique expérimentale de mesure rapide des directions d'arrivée de protons de moyenne énergie.

2e THESE (Propositions faites par l'Université) :

Vu et Approuvé

PARIS, le 13 Janvier 1972

Le Président

de l'Université de PARIS VI